

## **PROJETO DE GRADUAÇÃO**

# **ESTUDO NUMÉRICO DA HIDRODINÂMICA DO NADO DE PEIXES**

Por,

**Igor Fleury de Souza**

Brasília, 12 de julho de 2019

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**

**FACULDADE DE TECNOLOGIA**

**DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
Faculdade de Tecnologia  
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO NUMÉRICO DA HIDRODINÂMICA  
DO NADO DE PEIXES**

Por,  
**Igor Fleury de Souza**

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção  
do grau de Engenheiro Mecânico

**Banca Examinadora**

Prof. Marianela Machuca, UnB/ENM (Orientadora) \_\_\_\_\_

Prof. Taygoara Felamino , UnB/ENM \_\_\_\_\_

Prof. Antônio Brasil , UnB/ENM \_\_\_\_\_

Brasília 12 de julho de 2019

# Resumo

O presente trabalho apresenta uma pequena introdução sobre impactos ambientais causados por turbinas hidrocínéticas, além de uma revisão mais detalhada sobre a dinâmica e cinemática do nado de peixes e do método numérico de fronteira imersa, além de simulações estáticas de um atum em escala, com 0,1m de comprimento, utilizando o método de fronteira imersa e simulações estáticas e dinâmicas de um lambari utilizando malha dinâmica. O atum foi simulado em Reynolds igual a 100 000 e 1000, já o lambari foi simulado em Reynolds igual a 12 000 e 120 000. O metodologia do método de fronteira imersa utilizado para a simulação do atum foi validado através da simulação do escoamento em torno da esfera com três números de Reynolds diferentes, 150, 300 e 100 000. Os valores encontrados para o coeficiente de arrasto e sustentação da esfera foram condizentes com os presentes na bibliografia apenas para os dois primeiros Reynolds. Assim como na simulação da esfera, a simulação do atum para o Reynolds de 100 000 não apresentou resultados confiáveis, explicitando a dificuldade do método de fronteira imersa do software OpenFOAM em lidar com altos Reynolds. As simulações dinâmicas do lambari através do método de malha dinâmica foram realizadas para vários números de Strouhal para cada Reynolds previamente mencionado. O comportamento do escoamento a jusante do peixe em movimento se mostrou condizente com o que está presente na bibliografia sobre o que tange geração de vórtices e campos de velocidade. A influência do número de Strouhal na força atuante no peixe, seja de arrasto ou propulsão, também se mostrou válida já que o valor de  $St^*$ , valor no qual encontra-se o equilíbrio entre a força de arrasto estática e a força de exercida pelo movimento do peixe, se mostrou inversamente proporcional ao Reynolds.

**Palavras-chaves:** Nado de peixes, CFD, OpenFOAM

# Abstract

This work presents a small review about environmental impacts caused by hydrokinetic turbines and also a more detailed review of the dynamics and kinematics of fish swimming and of the numerical method called immersed boundary besides static simulations of a tuna in scale, with length equal to 0,1m, using the immersed boundary method and static and dynamic simulations of a *lambari* using dynamic mesh. The tuna fish was simulated with Reynolds numbers equal to 100 000 and 1000; the lambari was simulated with Reynolds numbers equal to 12 000 and 120 000. The immersed boundary method of OpenFOAM used to simulate the tuna was validated by a simulation of a flow around a sphere with Reynolds numbers equal to 100, 300 and 100 000. Only the drag and lift coefficients of the first two Reynolds numbers matched with the values from literature. Like the simulation of the sphere at  $Re = 100\ 000$ , the tuna simulation for the same Reynolds did not present reliable results, showing the inability of the OpenFoam immersed boundary method to deal with high number of Reynolds. The dynamic simulations of the lambari through the dynamic mesh method were carried out with several Strouhal numbers for each Reynolds mentioned above. The behaviour pattern of the flow disturbed by the undulatory movement of the fish was consistent to what is presented on literature. The influence of the Strouhal number on the forces acting over the fish, either drag or thrust, also presented consistent results as the value of  $St^*$ , that means the Strouhal in which the static drag is equal to the force made by fish movement, was seen to be a decreasing function of the Reynolds number.

**Key-words:** fish swimming, CFD, OpenFOAM

# Lista de Figuras

Figura 1 – Turbina instalada em Maracá - AP . . . . .	2
Figura 2 – Formas de movimento de peixes . . . . .	9
Figura 3 – Produção de vórtices causados pelo movimento de nado (LAUDER; TYTELL, 2005) . . . . .	10
Figura 4 – Representação do movimento da linha média do peixe - adaptado de (CUI et al., 2017) . . . . .	11
Figura 5 – Envelope de amplitude . . . . .	12
Figura 6 – Movimento da linha média durante um ciclo . . . . .	12
Figura 7 – escoamento laminar e turbulento . . . . .	15
Figura 8 – Métodos de solução de escoamento turbulento e custo computacional .	16
Figura 9 – Flutuação de velocidades em um escoamento turbulento (POPE, 2001)	17
Figura 10 – Representação da malha cartesiana e do corpo imerso . . . . .	19
Figura 11 – Transferência da força $\vec{F}_k$ do ponto lagrangiano $\vec{X}_k$ para os nós de fluidos vizinhos (MITTAL; IACCARINO, 2005) . . . . .	21
Figura 12 – Desenho esquemático de um corpo imerso em uma malha cartesiana (MITTAL; IACCARINO, 2005) . . . . .	22
Figura 13 – escoamento em torno de uma esfera: (a) $Re = 50$ ; (b) $Re = 100$ ; (c) $Re = 150$ ; (d) $Re = 200$ . (JOHNSON; PATEL, 1999) . . . . .	28
Figura 14 – escoamento em torno de uma esfera com $Re = 250$ (JOHNSON; PA- TEL, 1999) . . . . .	29
Figura 15 – Coeficiente de arrasto de uma esfera para vários números de Reynolds .	30
Figura 16 – Malha do domínio computacional explicitando a face frontal, superior e de saída . . . . .	31
Figura 17 – Vista em corte da malha da simulação de validação . . . . .	31
Figura 18 – Representação realista do atum . . . . .	33
Figura 19 – Geometria do atum . . . . .	33
Figura 20 – Vista em corte da malha da simulação do peixe . . . . .	34
Figura 21 – Representação realista de um lambari . . . . .	35
Figura 22 – Geometria do lambari (ESPENCHITT, 2018) . . . . .	36
Figura 23 – Domínio da simulação do lambari . . . . .	38

Figura 24 – Malha do domínio da simulação do lambari . . . . .	38
Figura 25 – Detalhe do <i>inflation</i> na malha do lambari . . . . .	39
Figura 26 – Campo de velocidades do escoamento em torno da esfera com $Re = 150$	42
Figura 27 – Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com $Re = 150$ . .	43
Figura 28 – Linha de corrente do escoamento em torno da esfera com $Re = 150$ . .	43
Figura 29 – Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com $Re = 150$ . . . . .	44
Figura 30 – Campo de velocidade do escoamento em torno da esfera com $Re = 300$	45
Figura 31 – Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com $Re = 300$ . .	45
Figura 32 – Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com $Re = 300$ . . . . .	46
Figura 33 – Valores de coeficiente de sustentação para a esfera com $Re = 300$ . . .	46
Figura 34 – Campo de velocidade do escoamento em torno da esfera com $Re = 100$ 000 . . . . .	47
Figura 35 – Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com $Re = 100\ 000$	48
Figura 36 – Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com $Re = 100\ 000$ . . . .	48
Figura 37 – Campo de velocidade do escoamento em torno do peixe com $Re = 100$ 000 . . . . .	50
Figura 38 – Campo de pressão do escoamento em torno do peixe com $Re = 100\ 000$	50
Figura 39 – Campo de velocidade do escoamento em torno do peixe com $Re = 1\ 000$	51
Figura 40 – Campo de pressão do escoamento em torno do peixe com $Re = 1\ 000$ .	51
Figura 41 – Valores de força de arrasto para o atum com $Re = 1\ 000$ . . . . .	52
Figura 42 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 120 000 . . . . .	54
Figura 43 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 120$ 000 . . . . .	54
Figura 44 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 12 000 . . . . .	55
Figura 45 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 12\ 000$	55
Figura 46 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 12 000 e $St = 0.2$ . . . . .	56
Figura 47 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 12 000 e $St = 0.3$ . . . . .	56
Figura 48 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 12 000 e $St = 0.4$ . . . . .	57
Figura 49 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re =$ 12 000 e $St = 0.6$ . . . . .	57
Figura 50 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St =$ 0.2 . . . . .	58
Figura 51 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St =$ 0.3 . . . . .	58
Figura 52 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St =$ 0.4 . . . . .	59

Figura 53 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.6$ . . . . .	59
Figura 54 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	60
Figura 55 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	60
Figura 56 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	60
Figura 57 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.6$ . . . . .	61
Figura 58 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	61
Figura 59 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	62
Figura 60 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	62
Figura 61 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 12\ 000$ e $St = 0.6$ . . . . .	63
Figura 62 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	63
Figura 63 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	64
Figura 64 – Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	64
Figura 65 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	65
Figura 66 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	65
Figura 67 – Vorticidade adimensional no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	66
Figura 68 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	66
Figura 69 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	66
Figura 70 – Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	67
Figura 71 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.2$ . . . . .	67
Figura 72 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.3$ . . . . .	68

Figura 73 – Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com $Re = 120\ 000$ e $St = 0.4$ . . . . .	68
Figura 74 – Coeficiente de força em função do tempo adimensionalizado para Reynolds igual a 12 000 . . . . .	71
Figura 75 – Coeficiente de força em função do tempo adimensionalizado para Reynolds igual a 120 000 . . . . .	71
Figura 76 – Variação do coeficiente de força de acordo com os números de Reynolds e Strouhal . . . . .	72

# Lista de Tabelas

Tabela 1 – Malhas para o caso da Esfera com $Re = 150$ . . . . .	31
Tabela 2 – Malhas para o caso da Esfera com $Re = 300$ . . . . .	31
Tabela 3 – Malhas para o caso da Esfera com $Re = 100\ 000$ . . . . .	32
Tabela 4 – Malhas para o caso do Peixe com $Re = 1\ 000$ . . . . .	34
Tabela 5 – Malhas para o caso do lambari estático . . . . .	39
Tabela 6 – Resultados dos parâmetros do escoamento com $Re = 150$ . . . . .	44
Tabela 7 – Resultados dos parâmetros do escoamento com $Re = 300$ . . . . .	47
Tabela 8 – Resultados do coeficiente de arrasto da esfera com $Re = 100\ 000$ . . . . .	48
Tabela 9 – Resultados da força de arrasto no atum com $Re = 1\ 000$ . . . . .	52
Tabela 10 – Resultados da força de arrasto do lambari com $Re = 120\ 000$ . . . . .	53

# Lista de abreviaturas e siglas

CFD	<i>Computacional Fluid Dynamics</i>
BCF	<i>Body and Caudal Fin Motion</i>
MPF	<i>Median or Pectoral Fin Motion</i>
OpenFOAM	<i>Open Source Field Operation and Manipulation</i>
Re	Número de Reynolds
St	Número de Strouhal
$C_d$	Coefficiente de Arrasto
$F_d$	Força de Arrasto
$C_l$	Coefficiente de Sustentação
$F_l$	Força de Sustentação

# Lista de símbolos

$w$	Frequência de Movimento da Cauda
$U_\infty$	Velocidade do Escoamento não Perturbado
$A_{max}$	Amplitude Máxima do Movimento da Cauda
$\rho$	Massa Específica
$\delta$	Função Delta de Dirac
$\mathbf{x}$	Coordenada Cartesiana
$k$	Ponto Lagrangiano
$\mathbf{X}$	Posição Lagrangiana
$\mathbf{F}$	Força
$\mathbf{u}$	Velocidade
$t$	Tempo
$g$	Aceleração da Gravidade
$L$	Operador que Representa as Equações de Navier-Stokes
$f$	Termo de Forçamento

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>1.1</b>	<b>Contextualização</b>	<b>1</b>
<b>1.2</b>	<b>Impactos Ambientais de Turbinas Hidrocinéticas</b>	<b>2</b>
<b>1.3</b>	<b>Consideração Sobre o Projeto</b>	<b>3</b>
<b>1.4</b>	<b>Objetivos do Trabalho</b>	<b>4</b>
1.4.1	Objetivos Gerais	4
1.4.2	Objetivos Específicos	4
1.4.2.1	Projeto de Graduação 1	4
1.4.2.2	Projeto de Graduação 2	4
<b>1.5</b>	<b>Organização do Trabalho</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>HIDRODINÂMICA DO NADO DE PEIXES</b>	<b>9</b>
<b>3.1</b>	<b>Análise do Nado</b>	<b>9</b>
<b>3.2</b>	<b>Parâmetros Adimensionais Importantes</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>ESCOAMENTO TURBULENTO</b>	<b>15</b>
<b>4.1</b>	<b>Equações Médias de Navier-Stokes</b>	<b>17</b>
<b>5</b>	<b>MÉTODO DE FRONTEIRA IMERSA</b>	<b>19</b>
<b>5.1</b>	<b>Imposição da Condição de Contorno</b>	<b>21</b>
5.1.1	Imposição Contínua do Termo de Forçamento	22
5.1.1.1	Escoamento em Corpos Elásticos	23
5.1.1.2	Escoamento em Corpos Rígidos	23
5.1.1.3	Considerações Sobre o Método Contínuo	24
5.1.2	Imposição Discreta do Termo de Forçamento	25
5.1.2.1	Imposição Discreta Indireta das Condições de Contorno	25
5.1.2.2	Imposição Discreta Direta das Condições de Contorno	25
5.1.2.3	Considerações Sobre o Método Discreto	26

<b>6</b>	<b>METODOLOGIA NUMÉRICA</b>	<b>27</b>
<b>6.1</b>	<b>O Software OpenFOAM</b>	<b>27</b>
<b>6.2</b>	<b>Simulação de Validação do Método de Fronteira Imersa</b>	<b>27</b>
6.2.1	Malha e Domínio Computacional	30
6.2.2	Condições de Contorno	32
<b>6.3</b>	<b>Simulação do Atum Utilizando o Método de Fronteira Imersa</b>	<b>32</b>
6.3.1	Definição da Geometria	32
6.3.2	Malha e Domínio Computacional	33
6.3.3	Condições de Contorno	34
<b>6.4</b>	<b>Simulação do Lambari Utilizando Malha Dinâmica</b>	<b>35</b>
6.4.1	Geometria do Lambari	35
6.4.2	Modelo de Turbulência	36
6.4.3	Simulação Estática	37
6.4.3.1	Malha e Domínio Computacional	37
6.4.3.2	Condições de Contorno	39
6.4.4	Simulação Dinâmica	40
6.4.4.1	Malha e Domínio Computacional	40
6.4.4.2	Condições de Contorno	40
<b>7</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÃO</b>	<b>42</b>
<b>7.1</b>	<b>Simulação de Validação</b>	<b>42</b>
7.1.1	Resultados da Simulação com Reynolds Igual a 150	42
7.1.2	Resultados da Simulação com Reynolds Igual a 300	44
7.1.3	Resultados da Simulação com Reynolds igual a 100 000	47
7.1.4	Considerações Sobre o Caso de Validação do Método de Fronteira Imersa	49
<b>7.2</b>	<b>Simulação do Atum Utilizando o Método de Fronteira Imersa</b>	<b>49</b>
7.2.1	Resultados para a Simulação com Reynolds Igual a 100 000	49
7.2.2	Resultados para a Simulação com Reynolds igual a 1 000	50
7.2.3	Considerações Sobre a Simulação do Atum	52
<b>7.3</b>	<b>Simulação do Lambari Utilizando Malha Dinâmica</b>	<b>53</b>
7.3.1	Simulação Estática	53
7.3.1.1	Resultados Para a Simulação Estática com Reynolds igual a 120 000	53
7.3.1.2	Resultados Para a Simulação Estática com Reynolds igual a 12 000	54
7.3.2	Simulação Dinâmica	55
7.3.2.1	Resultados Para a Simulação Dinâmica com Reynolds igual a 12 000	55
7.3.2.1.1	Campos de Velocidade	55
7.3.2.1.2	Vorticidade Adimensional	57
7.3.2.1.3	Visualização Tridimensional dos Vórtices	59
7.3.2.1.4	Campos de Pressão	61
7.3.2.2	Resultados Para a Simulação Dinâmica com Reynolds igual a 120 000	63
7.3.2.2.1	Campos de Velocidade	63

7.3.2.2.2	Vorticidade Adimensional . . . . .	64
7.3.2.2.3	Representação Tridimensional dos Vórtices . . . . .	66
7.3.2.2.4	Campos de Pressão . . . . .	67
7.3.3	Considerações Sobre a Simulação do Lambari . . . . .	68
7.3.3.1	Simulação Estática . . . . .	68
7.3.3.2	Simulação Dinâmica . . . . .	69
7.3.3.3	Efeito dos Números de Reynolds e Strouhal na Força Atuante no Peixe . . . . .	70
<b>8</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>74</b>
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>76</b>

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Contextualização

Sabe-se que a geração de energia elétrica sempre foi uma grande preocupação para a sociedade moderna, porém muitas das formas encontradas pelo homem para gerar energia elétrica são consideravelmente problemáticas para o meio ambiente. A crescente conscientização da sociedade sobre esses problemas e sobre as consequências do uso de combustíveis fósseis ou de grandes barragens causadas por usinas hidrelétricas, por exemplo, está fazendo com que alternativas sustentáveis de geração de energia ganhem mais visibilidade, mesmo sabendo que nenhuma forma de geração de energia é livre de impacto ambiental ou social (BONAR; BRYDEN; BORTHWICK, 2015).

Devido à sua geografia e relevo, o Brasil é um país com vários rios que apresentam um alto potencial para geração de energia elétrica (FELIZOLA; MAROCCOLO; FONSECA, 2007). Essa característica foi muito bem explorada ao longo dos anos pelas usinas hidrelétricas, que transformam a energia potencial e cinética da água em energia elétrica, porém essa tecnologia causa um imenso impacto ambiental, como a perda da fauna e flora, inundação de terras, perda de patrimônio histórico e cultural e relocação de famílias (FELIZOLA; MAROCCOLO; FONSECA, 2007), já que é necessária a construção de uma barragem.

Nesse contexto, mesmo não possuindo a mesma eficiência de uma turbina hidráulica, que gira em torno de 90% (GORLOV, 2010), turbinas hidrocinéticas, máquinas que transformam a energia cinética do movimento da água em energia elétrica, se apresentam como uma nova forma de geração de energia sustentável que vem, recentemente, atraindo cada vez mais a atenção da comunidade acadêmica, industrial e comercial (ROMERO-GOMEZ; RICHMOND, 2014). Grande parte dessas turbinas ainda estão em fase pré-comercial, o que significa que alguns avanços tecnológicos devem ser realizados para que se possa aumentar a eficiência, confiabilidade e garantir que os impactos ambientais causados sejam os menores possíveis.

Por se tratar de uma máquina relativamente simples, com poucos componentes e baixo custo operacional e de instalação, o Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade de Brasília estuda turbinas hidrocinéticas desde a década de 80 com o ob-

jetivo de levar uma alternativa renovável de energia à pequenas comunidades ribeirinhas muitas vezes isoladas. Os municípios de Correntina - BA e Maracá - AP são exemplos de locais nos quais turbinas projetadas pelo Departamento de Engenharia Mecânica já foram alocadas.

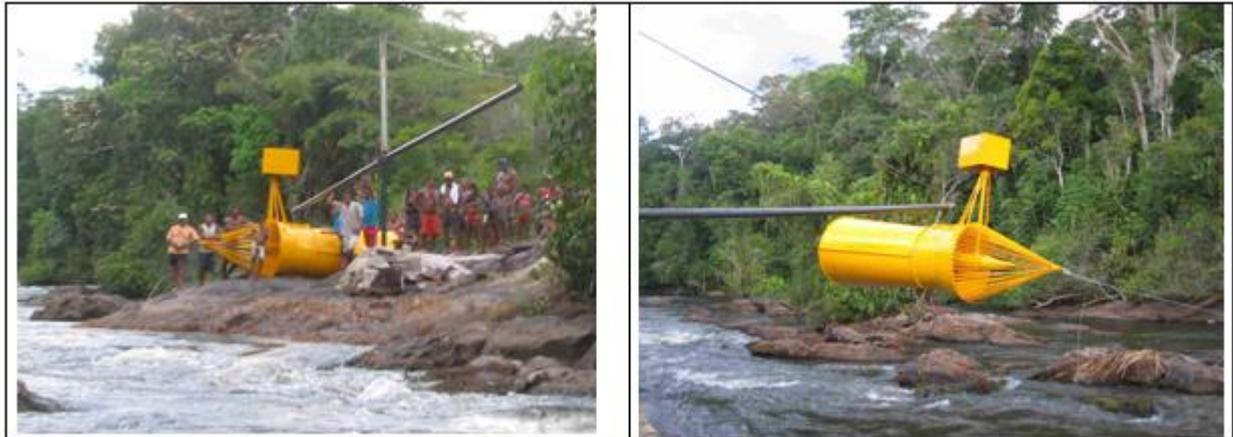


Figura 1: Turbina instalada em Maracá - AP

(BRASIL et al., 2015)

## 1.2 Impactos Ambientais de Turbinas Hidrocinéticas

Identificar os impactos ambientais causados por uma turbina hidrocinética é fundamental para o desenvolvimento de turbinas amigas do meio ambiente. Visto que o desenvolvimento de turbinas hidrocinéticas foi retomado apenas nas últimas décadas, ainda não existe um significativo acervo de dados para que se possa analisar fielmente os impactos ambientais resultantes das instalações dessas turbinas. Em 2012, a Comissão Europeia, por meio do projeto Equimar, concluiu que poucos estudos de impacto ambiental foram realizados (LAWS; EPPS, 2016) e especula-se que esse quadro não sofreu alteração alguma devido à falta de instalações para serem estudadas e avaliadas.

A maioria dos estudos sobre impactos ambientais causados por turbinas hidrocinéticas estão sendo realizados através de avaliações ambientais teóricas que ainda não foram verificadas. Especula-se que os principais impactos ambientais causados por essa tecnologia de acordo com Bonar, Bryden e Borthwick (2015) e Cada (2009) são:

- Alteração da intensidade e das direções das correntes e das ondas;
- Alteração de substratos, transporte e deposição de sedimentos;
- Alterações de habitats de organismos;
- Ruído resultante da construção e operação;

- Geração de campos magnéticos;
- Toxicidade de tintas, lubrificantes e revestimentos anti-incrustantes;
- Interferência com movimentos e migrações de animais;
- Colisão de organismos aquáticos com as pás do rotor ou outras partes da turbina.

A palavra risco faz menção à probabilidade de um evento ocorrer e qual a consequência desse evento, caso ocorra. Para analisar a interação direta das pás da turbina com peixes, deve-se analisar o risco para populações e não para um animal individualmente, já que o contato peixe-pá depende de várias variáveis (BARING-GOULD et al., 2016). A probabilidade de um encontro do animal com a pá da turbina vai depender de considerações como:

- A posição da turbina se relacionar com os locais em que espécies apresentam padrões de nado e abundância.
- Se os animais respondem de forma a aumentar ou reduzir o risco de colisão devido à atração da turbina.

Caso um animal se choque com a turbina, as consequências do impacto vai depender de considerações como:

- A força associada ao choque;
- Do próprio organismo, do local do choque e de um número de características associadas ao design da turbina.

Quantificar esse risco associado à colisão de peixes com a turbina e o quanto a perturbação no escoamento, causada pela turbina, afeta os peixes são situações que estão sendo estudadas para que se possa projetar turbinas que sejam "amiga dos peixes".

### 1.3 Consideração Sobre o Projeto

O presente trabalho foi realizado em duas etapas, o projeto de graduação 1 e 2. Durante a primeira etapa, descobriu-se que o método de fronteira imersa do software OpenFOAM não era o mais adequado para o estudo do problema, o porquê disso está bem explicado ao longo do texto, mais especificamente na seção 7.2.3. Por tanto, em busca de resultados coerentes, alterou-se o ataque numérico ao problema na segunda etapa para o método convencional de volumes finitos com malha móvel e, então, novos objetivos específicos foram traçados.

## 1.4 Objetivos do Trabalho

### 1.4.1 Objetivos Gerais

Este trabalho busca estudar a hidrodinâmica do nado do peixe através de um modelo de simulação numérica e entender, principalmente, a dependência do número de Reynolds e Strouhal para a eficiência de nado e propulsão de um peixe. Esse pode ser considerado o primeiro passo para que, no futuro, possa se estudar, também através de simulação numérica, a interação entre peixes e pás das turbinas e a interferência que a perturbação no escoamento, causada pela turbina, possui no nado dos peixes.

### 1.4.2 Objetivos Específicos

#### 1.4.2.1 Projeto de Graduação 1

- Estudar as características de nado de peixes;
- Revisar o método numérico (fronteira imersa) utilizado nas simulações realizadas pelo software OpenFOAM;
- Estabelecer uma metodologia de simulação e validá-la através da simulação do escoamento em torno de uma esfera utilizando a extensão de fronteira imersa;
- Obter os campos de pressão e velocidade, linhas de corrente, coeficientes de arrasto e sustentação e número de Strouhal para o caso de validação;
- Escolher uma espécie de peixe e gerar uma geometria que o represente;
- Simular estaticamente o peixe escolhido utilizando a extensão de fronteira imersa;
- Obter os campos de pressão e velocidade e forças de arrasto e sustentação atuantes no peixe.

#### 1.4.2.2 Projeto de Graduação 2

- Escolher uma espécie de peixe e obter uma geometria que o represente;
- Simular o caso do peixe estático para dois valores de Reynolds distintos, 12 000 e 120 000.
- Obter os campos de pressão e velocidade e a força de arrasto atuante em cada Reynolds do caso estático;

- Simular o caso dinâmico do peixe através da utilização de malha móvel. Serão simuladas diferentes frequências de nado para cada um dos Reynolds previamente simulados no caso estático;
- Obter os campos de pressão e velocidade, vorticidade adimensional, representação tridimensional dos vórtices e força de arrasto para cada caso simulado;
- Apresentar a influência da frequência de nado e do Reynolds na força de arrasto;

## 1.5 Organização do Trabalho

O capítulo 2 contém uma revisão dos principais estudos sobre o método de fronteira imersa e simulação da hidrodinâmica do nado de peixes. No capítulo 3 é feita uma revisão sobre as diferentes características do nado de peixes, caracterização matemática da cinemática do movimento de nado e uma abordagem sobre os principais parâmetros a serem considerados na análise numérica da hidrodinâmica do nado. O capítulo 4 apresenta uma breve revisão sobre escoamento turbulento e as equações médias de Navier-Stokes. Uma descrição do método de fronteira imersa (*immersed boundary*) é realizada no capítulo 5, no qual aborda-se a descrição matemática do método, as diferentes maneiras de se implementar as condições de contorno e considerações sobre pontos positivos e negativos de cada forma de implementação do termo de forçamento. O capítulo 6 conversa sobre a metodologia numérica utilizada, enfocando a simulação de validação, a simulação estática do atum e a simulação, tanto dinâmica quanto estática, do lambari. Os resultados, tanto da simulação de validação quanto da dos peixes, são apresentados e discutidos no capítulo 7. O capítulo 8 contém a conclusão.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O método denominado Fronteira Imersa, ou *Immersed Boundary*, é um método computacional desenvolvido pioneiramente na Faculdade de Medicina Albert Einstein, Nova York, por [Peskin \(1972\)](#). O objetivo de Charles Peskin, pioneiro dos métodos de fronteira imersa, era estudar a interação do sangue com válvulas do coração. A formulação matemática e computacional do método é explicada e os resultados das simulações são apresentados. Com o passar do tempo, os métodos de fronteira imersa foram se aperfeiçoando e ficou definido que, nesse trabalho, Peskin utilizou o que foi caracterizado como método de fronteira imersa com imposição contínua das condições de contorno.

O Instituto Courant de Ciências Matemáticas publicou um estudo, realizado por [Lai e Peskin \(2000\)](#), sobre um método de fronteira imersa com acurácia “formal” de segunda ordem e reduzida viscosidade numérica. A validação do método foi realizada através da simulação de um escoamento em torno de um cilindro e comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais. Observou-se que mesmo o método não possuindo acurácia de segunda ordem completa, os dados obtidos se aproximaram mais dos dados reais quando comparados com os dados obtidos em um método de primeira ordem desenvolvido previamente. Também concluiu-se que o método era mais apropriado para simulações com Reynolds mais elevados.

O Departamento de Engenharia Mecânica do Instituto de Engenharia Matemática e Computacional da Universidade de Stanford publicou uma revisão sobre o método de fronteira imersa, abordando desde a história de evolução do método a formulações matemáticas e aplicações ([MITTAL; IACCARINO, 2005](#)). [Krüger \(2011\)](#) seguiu a mesma linha e também elaborou um estudo levantando as aplicações históricas do método de fronteira imersa e os diferentes modelos matemáticos que foram desenvolvidos até o momento.

Visto que o trabalho aborda tanto a compreensão de um método numérico quanto o estudo das características dinâmicas e cinéticas do nado de peixes, além da revisão bibliográfica referente ao método numérico de fronteira imersa, também foi realizada uma revisão sobre o nado de peixes.

O Departamento de Engenharia de Oceanos do Instituto de Tecnologia de Massachusetts, em conjunto com o Instituto Woods Hole de Oceanografia, publicou um estudo de simulação 3D que mapeou o campo de velocidade e vorticidade gerado pelo nado do *Danio gigante* ([WOLFGANG et al., 1999](#)), posteriormente, os dados obtidos com a simu-

lação numérica foram comparados com dados obtidos experimentalmente. Esse estudo foi fundamental para a compreensão de como a manipulação e propagação dos vórtices ao longo do corpo do peixe é fundamental para a eficiência de nado.

O mesmo departamento também publicou outro estudo relacionado ao nado de peixes, [Barrett et al. \(1999\)](#) criaram um modelo físico de um peixe robô para estudar as forças atuantes e a eficiência de nado. Provou-se que a potência necessária para que o robô se desloque se movendo de forma ondulatória é significante menor do que deslocar o mesmo corpo de forma rígida. Também foi investigada a relação entre o número de Strouhal, o ângulo de ataque e o arrasto presente no corpo.

O estudo realizado por [Zhu et al. \(2002\)](#), também do Departamento Engenharia de Oceanos do Instituto de Tecnologia de Massachusetts, produziu um método numérico 3D invíscido e transiente para identificar e estudar os principais mecanismos de controle de vorticidade nos peixes. Duas formas distintas de geração e controle de vorticidade realizadas pelo corpo dos peixes foram identificadas, a interação entre os vórtices gerados pelo corpo e pela cauda podem resultar em um nado mais eficiente ou em um nado menos eficiente, porém com maior impulso.

[Adkins e Yan \(2006\)](#), da Escola de *Built Environment* da universidade de Nottingham, também estudaram o comportamento oscilatório de peixes em um fluido viscoso. Uma simulação computacional 3D transiente foi realizada com o objetivo de investigar o comportamento do fluido nas vizinhanças do peixe. As variáveis de interesse, como velocidade, vorticidade e pressão, foram quantificadas e analisadas para que se pudesse tentar entender a influência de cada uma na performance do nado de peixes.

O comportamento da hidrodinâmica do nado de peixes possui grande relação com o número de Reynolds. O laboratório *St Anthony Falls*, da Universidade de Minnesota, realizou um estudo de investigação numérica da influência do regime do escoamento na hidrodinâmica de peixes carangiformes ([BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008](#)) buscando relacionar diferentes números de Reynolds com os valores de coeficiente de arrasto, eficiência de propulsão e número de Strouhal. Os resultados mostram, por exemplo, que não existe um número de Strouhal universal para a melhor eficiência de propulsão, visto que o valor ótimo varia de acordo com o Reynolds do escoamento.

O laboratório de *Biomechanics of Animal Locomotion* da Universidade de Graduação de Academia de Ciências da China, em conjunto com outras universidades, realizou um estudo de simulação 2D do movimento de um peixe considerando um método de deformação dinâmica de corpos em um escoamento transiente ([YAN et al., 2008](#)). Nesse estudo, além da análise da cinemática do movimento de peixes, foi abordado a relação entre o coeficiente de arrasto, sustentação e velocidade com o número de Strouhal.

O Departamento de Ciências Animais da Universidade de Wageningen conduziu um estudo da hidrodinâmica do movimento de peixes através da aquisição da posição, orientação e curvatura do corpo com uma multi-câmera de *high-speed video* ([VOESENEK;](#)

PIETERS; LEEUWEN, 2016). Os dados obtidos foram pós-processados para a obtenção de parâmetros cinemáticos como a velocidade de movimento e aceleração e a partir desses dados foi proposto um método de *inverse-dynamics* para calcular as forças e momentos presentes no movimento de nado.

O Departamento de Engenharia Mecânica da Sharif University of Technology do Iran publicou um estudo numérico de performance de propulsão de peixes, mais especificamente o atum e o Danio gigante, nadando utilizando um método de simulação através de elementos de contorno (NAJAFI; ABBASPOUR, 2017). Para determinar o campo de pressão e o impulso gerado pelo peixe foi utilizada a equação de Bernoulli transiente a cada *time step*. Após as simulações, foi estudado a relação entre os dados de força de impulso, potência, coeficientes de arrasto e número de Strouhal e por fim comparou-se os resultados com valores da literatura.

Um estudo realizado no *Harbin Institute of Technology* investigou a relação entre diferentes movimentos ondulatórios e performance de nado em peixes carangiformes utilizando a técnica de simulação numérica *level-set/immersed boundary* (CUI et al., 2017). Nesse estudo, analisou-se diferentes características de nados ondulatórios considerando parâmetros de ondas como a “oscilação pura” e “translação pura” para buscar definir se existe um movimento de nado perfeito. Outros parâmetros como amplitude e frequência de oscilação da cauda também foram analisados.

# 3 HIDRODINÂMICA DO NADO DE PEIXES

## 3.1 Análise do Nado

Peixes são animais aquáticos que utilizam, principalmente, do movimento do seu corpo e nadadeiras para conseguir se manobrar. Por definição, manobrabilidade significa realizar uma série de mudanças de direções e posicionamento buscando um objetivo específico (WEBB, 2004). No que tange ao movimento de peixes, manobrabilidade inclui pequenos movimentos de guinada e arfagem para corrigir algumas perturbações e reorientar o animal; movimentos rápidos de guinada e arfagem para mudar de direção e se safar de um potencial perigo; acelerar, frear ou pairar (WALKER, 2004).

A maneira como esse movimento corporal acontece para que uma ótima manobrabilidade seja atingida pode ser grosseiramente classificado em duas categorias, anguiliforme e carangiforme. Animais que possuem um movimento anguiliforme descrevem um movimento ondulatório com o corpo inteiro. Em contrapartida, peixes carangiformes movimentam apenas a metade posterior dos seus corpos. Aparentemente, o movimento carangiforme é o adotado pelos peixes que possuem a maior velocidade de nado (ADKINS; YAN, 2006).

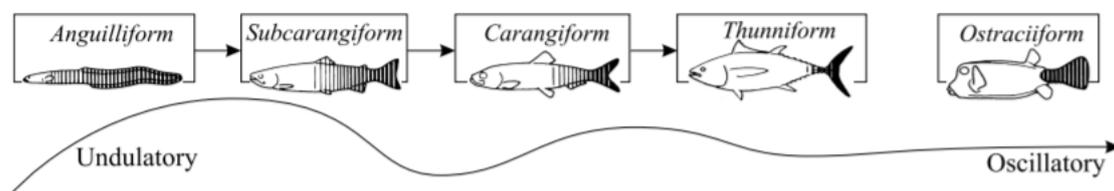


Figura 2: Formas de movimento de peixes

<http://bioeng.nus.edu.sg/mm/wp-content/uploads/2012/07/>

Para conseguirem se manobrar, peixes movem seus corpos e nadadeiras de forma oscilatória e periódica, gerando uma perturbação não permanente no escoamento, o que resulta em vórtices de larga escala ao redor de seus corpos. O segredo do nado eficiente é a capacidade de deslocar, reposicionar e dissipar esses vórtices ao longo dos seus corpos

(ADKINS; YAN, 2006).

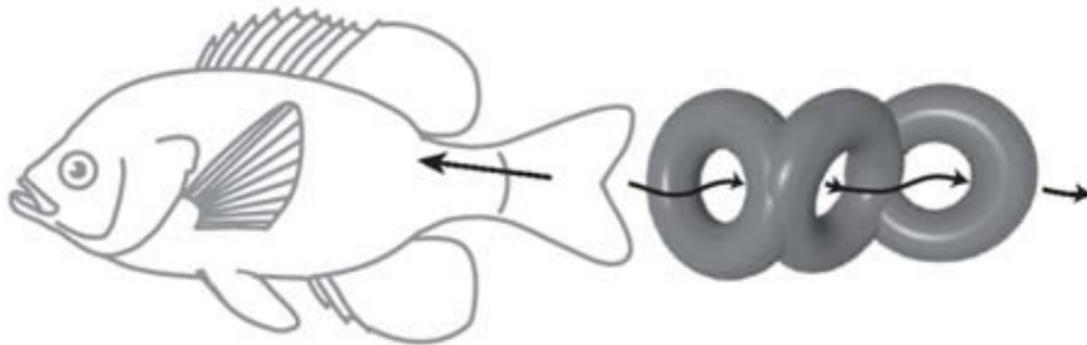


Figura 3: Produção de vórtices causados pelo movimento de nado (LAUDER; TYTELL, 2005)

Com relação à caracterização do movimento de peixes, existem dois tipos principais de métodos de nado, Body and Caudal Fin Motion (BCF) e Media or Pectoral Fin Motion (MPF). BCF diz respeito ao método de deslocamento do peixe no qual o corpo e cauda são utilizados e MPF se refere ao uso das nadadeiras anexadas ao corpo para se locomover. Sabe-se que a maioria das famílias de peixes utilizam o método BCF quando desejam obter propulsão, apenas aproximadamente 12% das famílias utilizam movimentos MPF como forma de propulsão. Em contrapartida, a maioria das espécies utilizam a maneira MPF, principalmente em baixas velocidades a fim de se obter maior controle e estabilidade e várias espécies que nadam predominantemente de forma MPF lançam mão do nado BCF quando devem fugir de pedradores, por exemplo (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008).

O peixe analisado no presente trabalho é um peixe carangiforme. Os peixes carangiformes utilizam principalmente do movimento da cauda e da nadadeira da cauda para obterem propulsão (BCF) e são conhecidos por promover ondulações com o terço posterior ou até mesmo com a metade posterior de seus corpos (CUI et al., 2017). A modelagem matemática do movimento ondulatorio de peixes carangiformes foi proposta por vários autores, entre eles (VIDELER, 1993) e (FIERSTINE; WALTERS, 1968). O princípio dessas modelagens matemáticas é entender o movimento do peixe como uma onda de amplitude variável que ocorre ao longo do comprimento do corpo do peixe, já que a cauda se desloca consideravelmente mais que a cabeça do peixe.

A modelagem do movimento do peixe seguiu o modelo proposto por Videler e Hess (1984), em que o deslocamento da linha média do peixe pode ser representado pela equação 3.1, sendo  $h(x, t)$  é o deslocamento vertical da linha média do peixe,  $a(x)$  um polinômio que representa a amplitude,  $k$  é o número de onda calculado como  $k = 1/\lambda$ ,  $t$  é o tempo adimensionalizado  $t = tU/L$  e  $w$  é a frequência de nado adimensionalizada calculada como  $w = 2\pi St/2a_{max}$ . O valor de comprimento de onda para peixes carangiformes está entre 89

- 110% do comprimento do peixe, portanto o valor adotado é de  $\lambda = 0.95L$  (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008). Nesse modelo, todos os comprimentos são adimensionalizados pelo comprimento do peixe  $L$ .

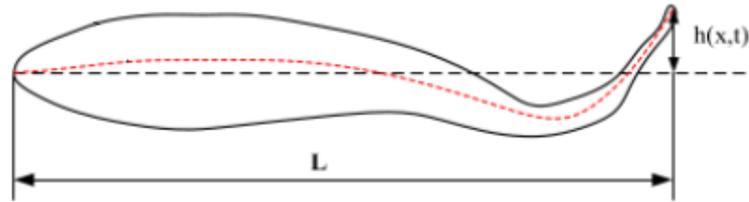


Figura 4: Representação do movimento da linha média do peixe - adaptado de (CUI et al., 2017)

$$h(x, t) = a(x) \text{sen}(wt - kx) \quad (3.1)$$

$$a(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 \quad (3.2)$$

Para peixes carangiformes, o envelope de amplitude pode ser bem aproximado pela da equação 3.2, sendo  $a_0 = 0.02$ ,  $a_1 = -0.08$  e  $a_2 = 0.16$ . Com esse envelope de amplitude, temos um valor máximo  $a_{max} = 0.1$ , o que resulta em um deslocamento máximo de  $h(x, t) = 0.1L$ , valor similar aos observados experimentalmente em peixes carangiformes (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008).

As figuras 5 e 6 abaixo apresentam, respectivamente, o envelope de amplitudes e a movimentação da linha média do peixe para um ciclo de batida da cauda.

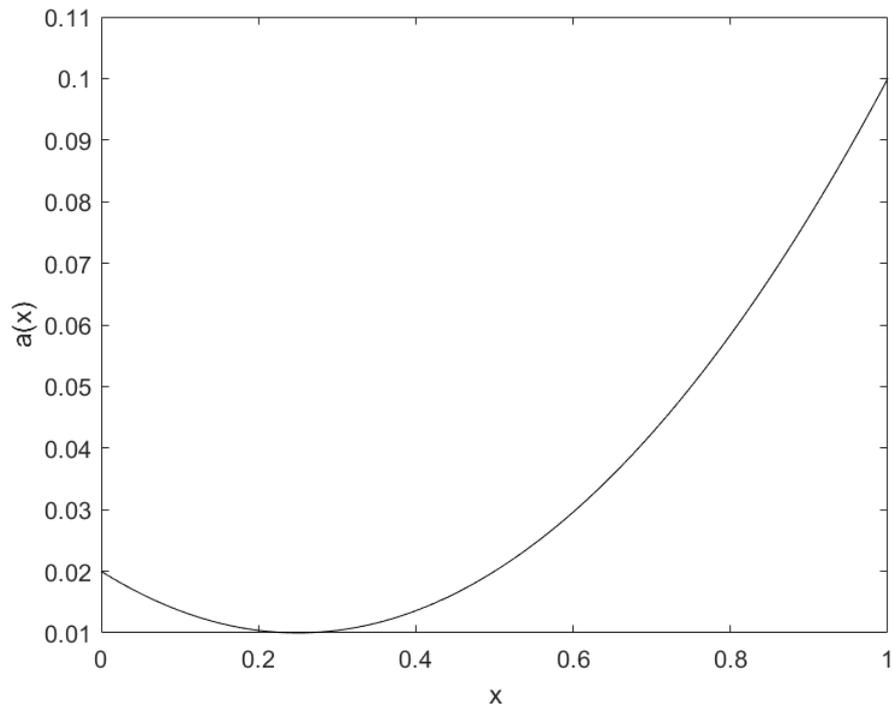


Figura 5: Envelope de amplitude

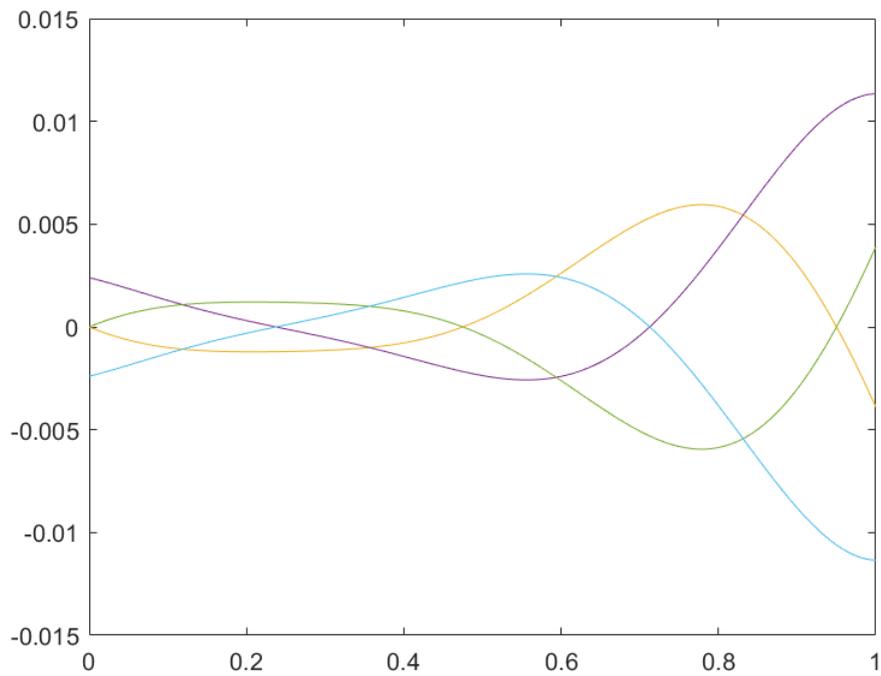


Figura 6: Movimento da linha média durante um ciclo

## 3.2 Parâmetros Adimensionais Importantes

Dois parâmetros adimensionais importantes para caracterizarmos a performance de nado de espécies carangiformes, os números de Reynolds ( $Re$ ), que define o regime do escoamento, e de Strouhal ( $St$ ), que quantifica a frequência de batimento da cauda em relação à velocidade do escoamento. Esses parâmetros podem ser determinados da seguinte forma:

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad (3.3)$$

$$St = \frac{w A_{max}}{U_\infty} \quad (3.4)$$

sendo que  $U_\infty$  representa a velocidade do escoamento não perturbado,  $L$  o comprimento característico, definido como o comprimento do peixe,  $\nu$  a viscosidade cinemática do fluido,  $w$  a frequência de batimento da cauda durante o nado e  $A_{max}$  a amplitude máxima do movimento da cauda.

Considerando a geometria do peixe utilizado no presente trabalho, que possui comprimento de 0,1 m, e uma velocidade de nado de 1 m/s, obtém-se um número de Reynolds igual a 100 000, que está associado a um regime de transição entre o escoamento laminar e turbulento.

Sabe-se que um número de Strouhal ótimo para praticamente todos peixes carangiformes varia de 0.25 a 0.35, pois esse valor resulta em uma maior eficiência de propulsão (TAYLOR; NUDDS; THOMAS, 2003). Porém ainda há muito o que se discutir quanto a esse valor de número de Strouhal ótimo “universal”, já que pesquisas apontam que existe uma forte relação entre o número de Reynolds e o de Strouhal (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008), o que significa que o número de Strouhal ótimo pode variar de acordo com o regime do escoamento e outros fatores ainda não identificados.

O caso do Salmão do Pacífico é um exemplo de que a relação Strouhal, Reynolds e propulsão é um tanto quanto complexa, já que essa espécie nada como um número de Strouhal em torno de 0.6 (LAUDER; TYTELL, 2005) e o valor ótimo de  $St = 0.3$  é alcançado apenas à medida que a velocidade de nado aumenta. Lauder e Tytell (2005) não conseguiram explicar porque o Salmão do Pacífico escolhe nadar de maneira ineficiente em baixas velocidades, uma das hipóteses a serem consideradas nesse caso é que talvez apenas os números de Reynolds e de Strouhal não seja suficiente para explicar a dinâmica do nado e eficiência de propulsão de um peixe.

Através de um estudo numérico de um peixe autopropulsor, Cui et al. (2017) conseguiu investigar melhor a relação entre a frequência e amplitude do movimento da cauda com a velocidade de nado e eficiência de propulsão. Notou-se que o aumento da frequência de movimento aumenta consideravelmente a velocidade de nado a medida que

aumenta discretamente a eficiência de propulsão. O aumento da amplitude de movimento gera resultado similares ao do aumento da frequência.

Outros dois parâmetros adimensionais importantes são o coeficiente de arrasto  $C_d$  e sustentação  $C_l$ . Esses números representam a adimensionalização das forças de arrasto e sustentação e podem ser calculados da seguinte maneira:

$$C_l = \frac{2F_l}{\rho U_\infty^2 A} \quad (3.5)$$

$$C_d = \frac{2F_d}{\rho U_\infty^2 A} \quad (3.6)$$

sendo  $A$  a área transversal ao escoamento,  $F_l$  a força de sustentação,  $F_d$  a força de arrasto e  $\rho$  a massa específica do fluido.

# 4 ESCOAMENTO TURBULENTO

A mecânica dos fluidos define um escoamento laminar como um escoamento suave e ordenado, as partículas de fluido fluem paralelamente em uma trajetória bem definida com pouco ou nenhum movimento entre as camadas. O nome laminar vem justamente do fato fluido se mover como se fosse várias lâminas, como representado pela parte inferior da figura 7.

O escoamento turbulento se apresenta como um contraste ao escoamento laminar, sendo caracterizado por movimentos irregulares, randômicos e aleatórios das partículas do fluido, ou seja, não é possível repetir os mesmos resultados em um experimento envolvendo escoamento turbulento, mesmo repetindo as mesmas condições. A parte superior da figura 7 mostra esse comportamento desordenado do escoamento turbulento.

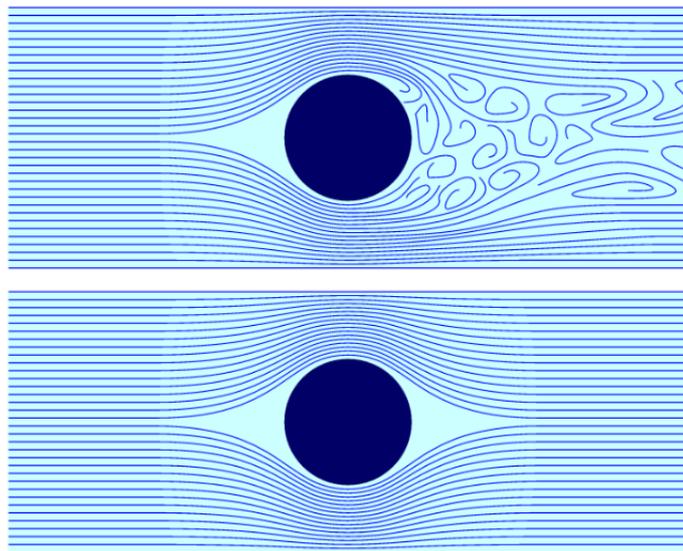


Figura 7: Escoamento laminar e turbulento

<https://www.reactor-physics.com/engineering/fluid-dynamics/laminar-flow-vs-turbulent-flow/> - 20/06/2019

Vale ressaltar que os regimes do escoamento (laminar, transição e turbulento) estão relacionados com o número de Reynolds. Uma forma de entender se entender o número

de Reynolds é pensar que o número representa um balanço entre os efeitos advectivos e difusivos, e sabe-se que os efeitos advectivos altamente não lineares são efeitos que amplificam as perturbações e geram instabilidade, ao passo que os efeitos difusivos amortecem e inibem a formação de instabilidades. Portanto, os escoamentos laminares são caracterizados por um baixo número de Reynolds e os turbulentos caracterizados por um alto número de Reynolds.

Outra característica importante de um escoamento turbulento é o seu alto poder de difusão devido aos grandes vórtices tridimensionais formados. Esse movimento macroscópico do fluido possui uma alta capacidade de difundir quantidade de movimento, temperatura, partículas, massas etc.

Várias são as formas já apresentadas de se estudar e modelar o comportamento de um escoamento turbulento, porém ainda não se encontrou um modelo analítico que resolvesse o problema, o que faz da turbulência o único problema da mecânica clássica que ainda não tem solução. As formas de estudo da turbulência se baseiam em análises de escala, como as escalas de Kolmogorov, e alternativas numéricas como o DNS, *Direct Numerical Simulation*, o LES, *Large Eddy Simulation*, e o RANS, *Reynolds Averaged Navier-Stokes*.

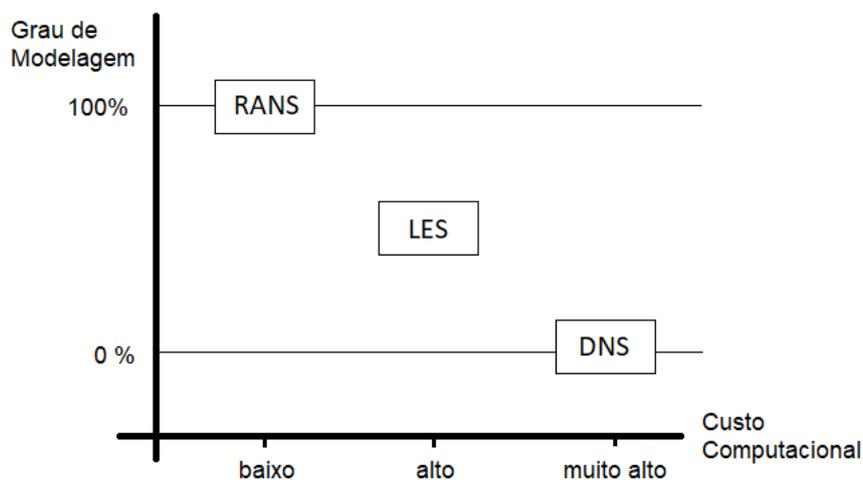


Figura 8: Métodos de solução de escoamento turbulento e custo computacional

O modelo de simulação direta, DNS, realiza o cálculo de todas as escalas de comprimento da turbulência e por isso requer um grande poder computacional, já que as pequenas escalas turbulentas, que são responsáveis pela dissipação de energia cinética das grandes escalas através do atrito viscoso, são muito pequenas. Por esse motivo, o método DNS requer uma malha muito refinada que, conseqüentemente, resulta em um grande poder computacional requerido.

O modelo das grandes escalas, LES, é requer menos poder computacional que o DNS pois nesse modelo apenas as grandes escalas são calculadas diretamente, enquanto as pequenas escalas são modeladas. O fato de não ser necessário um cálculo direto das

pequenas escalas permite a utilização de uma malha mais grosseira e conseqüentemente um menor poder computacional é requerido.

O modelo das equações médias de Navier-Stokes, RANS, é um modelo baseado em um ataque estatístico ao problema da turbulência. O RANS é a forma de ataque ao problema turbulento utilizada no presente projeto.

## 4.1 Equações Médias de Navier-Stokes

Como já foi dito, o modelo de equações médias de Navier-Stokes lança mão de um enfoque estatístico para solucionar numericamente o caso de um escoamento turbulento. Em essência, o método utiliza da decomposição de Reynolds, que consiste em decompor as variáveis de interesse em um valor médio e um valor que representa a flutuação da variável. A figura 9 exemplifica as flutuações de velocidade em um escoamento turbulento e a equação 4.1 mostra a decomposição de Reynolds para a velocidade.

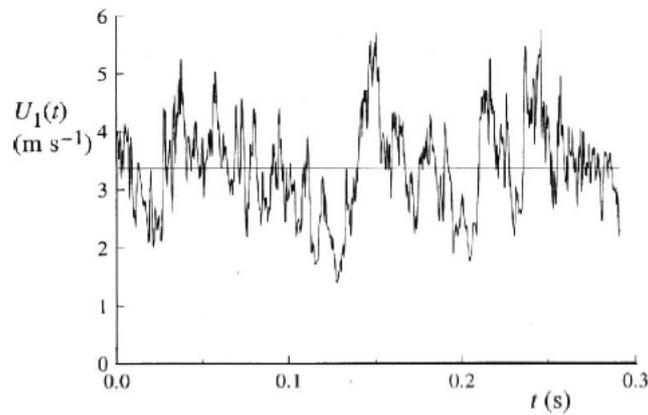


Figura 9: Flutuação de velocidades em um escoamento turbulento (POPE, 2001)

$$u = \bar{u} + u' \quad (4.1)$$

Como todas as variáveis do problema são decompostas em um termo médio e uma flutuação, que é tratada como uma variável aleatório, as equações governantes do problema podem ser escritas da forma a seguir, sendo a equação 4.2 a equação média da continuidade e 4.3 a equação média de Navier Stokes para um fluido incompressível.

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \bar{F}_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \bar{P} \delta_{ij} + \overline{\rho u'_i u'_j} - \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (4.3)$$

Ao decompor as variáveis de interesse em um valor médio mais um valor de flutuação, surge na equação média de Navier Stokes uma incógnita suplementar chamada de tensor de Reynolds, que seria o termo  $\overline{u'_i u'_j}$ , uma tensor que representa a difusão de quantidade de movimento provocada pelas flutuações turbulentas. Para o fechamento das equações médias de Navier-Stokes, que nesse momento possui dez incógnitas e apenas 4 equações, deve-se lançar mão da hipótese de Boussinesq.

A hipótese de Boussinesq constitui em definir uma viscosidade turbulenta  $\nu_T$  escrever o tensor de Reynolds da forma representada pela equação 4.4, sendo  $K = \frac{1}{2}(\overline{u'_i u'_i} + \overline{u'_j u'_j} + \overline{u'_k u'_k})$ .

$$\overline{u'_i u'_j} = \nu_T \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad (4.4)$$

A hipótese de Boussinesq apresenta alguns erros conceituais. Os dois erros mais importantes são os seguintes.

1. Não existem propriedades termodinâmicas turbulentas, ou seja, a viscosidade turbulenta proposta por Boussinesq não pode ser considerada uma propriedade termodinâmica, já que ela depende totalmente do escoamento.
2. O comportamento da turbulência, que na região interna da camada limite é majoritariamente anisotrópico e na região externa tende a isotropia, é impossível de ser representado por uma variável escalar como é a viscosidade turbulenta.

A hipótese de Boussinesq adicionada às equações médias de Navier-Stokes não são em essência um modelo de turbulência, visto que ainda é necessário uma forma de determinar a viscosidade turbulenta. Portanto, o último passo para realizar o fechamento das equações médias de Navier-Stokes é definir a viscosidade turbulenta, que é o ponto de partida para vários modelos de turbulência, como por exemplo o k-épsilon e k-omega e outros. O modelo de turbulência adotado no presente projeto será apresentado na seção 6.4.2.

# 5 MÉTODO DE FRONTEIRA IMERSA

O termo fronteira imersa, mais conhecido como *immersed boundary*, foi utilizado pela primeira vez por Charles Peskin para simular mecanismos do coração associados com a circulação do sangue (PESKIN, 1972). Mais especificamente, Peskin desejava entender melhor a interação fluido estrutura entre o sangue e a válvula mitral. O grande diferencial do método concebido por Peskin era o fato de a simulação necessitar apenas de uma malha cartesiana que não necessariamente precisava se conformar com a geometria.

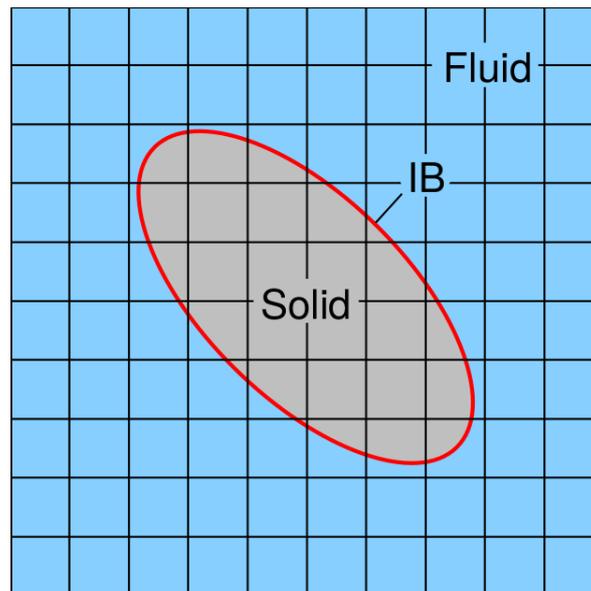


Figura 10: Representação da malha cartesiana e do corpo imerso

<http://www.tfd.chalmers.se/hani/kurser/OSCFD2015/HrvojeJasak/ImmersedBoundary.pdf>

Basicamente o método consiste em resolver as equações da mecânica dos fluidos para um fluido viscoso e incompressível na malha cartesiana através de uma perspectiva Euleriana ao mesmo tempo em que o corpo imerso, elástico e incompressível, é representado através de uma perspectiva Lagrangiana. O escoamento sente a presença do corpo através de um termo singular de força exercido pelo próprio corpo imerso à medida em que um ponto do corpo é levemente deformado na mesma velocidade do escoamento. Essa interação fluido (Euleriano) e corpo (Lagrangiano) é modelada através do uso de um Delta

de Dirac ( $\delta$ ). A descrição matemática do método de fronteira imersa pode ser feita da seguinte forma (LAI; PESKIN, 2000):

$$\rho \left[ \frac{\partial u}{\partial t}(\mathbf{x}, t) + u(\mathbf{x}, t) \cdot \nabla u(\mathbf{x}, t) \right] + \nabla p(\mathbf{x}, t) - \mu \nabla^2 u(\mathbf{x}, t) = f(\mathbf{x}, t) \quad (5.1)$$

$$\nabla \cdot u(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (5.2)$$

$$f(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{F}(k, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(k, t)) ds \quad (5.3)$$

$$\frac{d\mathbf{X}}{dt}(k, t) = \mathbf{U}(\mathbf{X}(k, t)) = \int \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(k, t)) d\mathbf{x} \quad (5.4)$$

$$\mathbf{F}(k, t) = \mathbf{S}(\mathbf{X}(s, t), t) \quad (5.5)$$

$\mathbf{x}(x, y)$  representa a coordenada cartesiana,  $k$  a posição do ponto material Lagrangiano do contorno,  $\mathbf{X}(k, t)$  a posição física do ponto material  $k$  no instante de tempo  $t$ ,  $u(\mathbf{x}, t)$  a velocidade do fluido na perspectiva Euleriana,  $\mathbf{F}(k, t)$  a densidade de força elástica devido às deformações do corpo e  $\mathbf{S}$  pode ser considerado como uma função que satisfaz a Lei de Hooke, caso o corpo seja elástico. Caso o corpo seja rígido, uma outra abordagem, que será discutida mais adiante, deve ser utilizada.

As equações 5.1 e 5.2 são as equações de Navier Stokes para um fluido viscoso e incompressível, que basicamente representam a conservação da massa e da quantidade de movimento do fluido. As equações restantes, 5.3 e 5.4, representam como o fluido e a estrutura se comunicam. Quando a estrutura se move e se deforma irá existir uma força reconstituente que visa levar a estrutura de volta para sua posição inicial e as células de fluidos que estão nas redondezas devem sentir os efeitos dessa força. A função Delta de Dirac é utilizada justamente para "transmitir" essa força singular, ou seja, está presente em um ponto lagrangiano do contorno, de restituição para vários outros pontos do fluido que estão na vizinhança, como pode ser visto na figura 11.

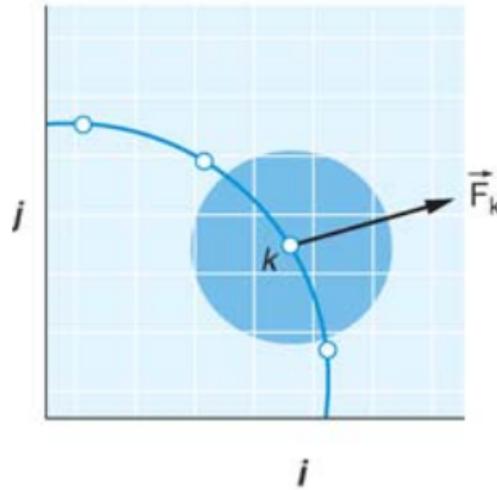


Figura 11: Transferência da força  $\vec{F}_k$  do ponto lagrangiano  $\vec{X}_k$  para os nós de fluidos vizinhos (MITTAL; IACCARINO, 2005)

Fisicamente, pode-se entender o que acontece em cada *time step* da seguinte maneira:

1. Em um primeiro momento, os pontos da fronteira do corpo imerso sofrem uma pequena deformação na mesma velocidade que o fluido está se movimentando;
2. Em um segundo momento, uma força de restituição tenta reestabelecer o ponto da fronteira deformada para sua posição de equilíbrio.
3. Em um terceiro momento, essa força gerada pela deformação é transmitida para os nós de fluido presentes na vizinhança.
4. Uma vez que existe uma região de fluido exercendo uma força, o próprio fluido irá se comportar de uma forma diferente, causando outras deformações no contorno e reiniciando o ciclo.

É de suma importância entender que no método de fronteira imersa o fluido não sente a presença do corpo diretamente. O fluido entende que existe um corpo naquela região devido às próprias forças geradas pelo fluido contra o fluido, é exatamente por isso que existe o termo de forçamento  $f(\mathbf{x}, t)$  na equação de Navier Stokes 5.1.

## 5.1 Imposição da Condição de Contorno

A imposição da condição de contorno, ou seja, do termo de força  $f(\mathbf{x}, t)$ , é parte fundamental da concepção do método de fronteira imersa. Atualmente existem diferentes formas de implementar a condição de contorno, e é justamente essa diferença que distingue

um método de fronteira imersa do outro. A condição de contorno pode ser implementada através de um forçamento contínuo ou discreto.

Na implementação através de um forçamento contínuo, o termo de força é incorporado nas equações governantes antes de uma discretização, por exemplo, por meio de diferenças finitas, elementos finitos ou volumes finitos, ser realizada. Já na implementação através de um forçamento discreto, o termo de forçamento é introduzido depois que as equações foram discretizadas. A grande vantagem do método contínuo é que o método é formulado sem depender da discretização do espaço. Quanto ao método discreto, apesar de depender de como a discretização será feita, consegue-se controlar melhor a precisão numérica e estabilidade do *solver* (MITTAL; IACCARINO, 2005).

### 5.1.1 Imposição Contínua do Termo de Forçamento

Considere um corpo imerso em uma malha cartesiana, como representado pela figura 12. Nesse desenho esquemático, o domínio é representado por  $\Omega_f$ , o corpo ocupa um volume  $\Omega_b$  e considere  $\Gamma_b$  o contorno do corpo imerso.

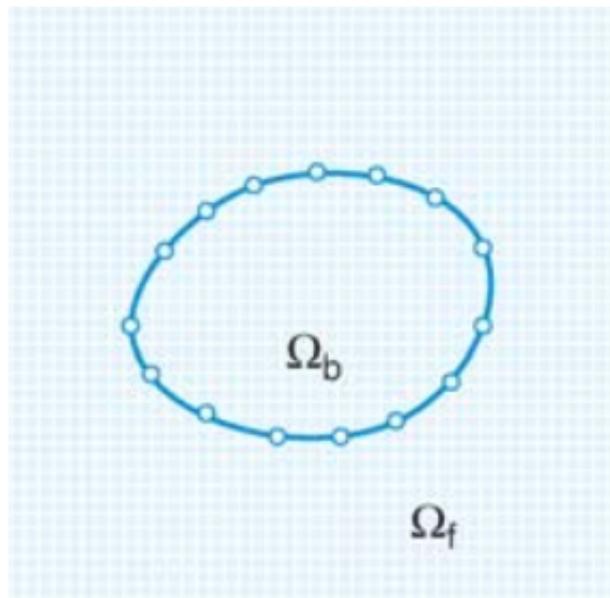


Figura 12: Desenho esquemático de um corpo imerso em uma malha cartesiana (MITTAL; IACCARINO, 2005)

Como dito anteriormente, na abordagem contínua o termo de forçamento  $f(\mathbf{x}, t)$  é incorporado diretamente na equação governante 5.1, podendo ser representado da seguinte forma:

$$L(\underline{\mathbf{U}}) = \underline{\mathbf{f}}(\mathbf{x}, t) \quad (5.6)$$

sendo  $\underline{\mathbf{U}} = (\vec{u}, \mathbf{x})$  e  $L$  um operador que representa as equações de Navier-Stokes. Posteriormente, a equação 5.6 é discretizada na malha cartesiana e resolvida para todo o domínio

$(\Omega_f + \Omega_b)$ , gerando um sistema de equações discretas.

$$[L] \{\mathbf{U}\} = \{\mathbf{f}\} \quad (5.7)$$

No entanto, quando se trata da implementação contínua do termo de forçamento, a modelagem desse termo deve ser feita de forma distinta para corpos elásticos e rígidos.

#### 5.1.1.1 Escoamento em Corpos Elásticos

O primeiro método de fronteira imersa, criado por [Peskin \(1972\)](#), era justamente um imposição contínua do termo de força e interação do fluido com um corpo elástico. Nesse caso, o contorno do corpo  $\Gamma_b$  é representado por várias fibras elásticas que contém vários pontos Lagrangianos  $\vec{\mathbf{X}}_k$  que se deslocam na velocidade do fluido.

$$\frac{\partial \vec{\mathbf{X}}_k}{\partial t} = \vec{u}(\vec{\mathbf{X}}_k, t) \quad (5.8)$$

A deformação gerada é função das propriedades do material e a força  $\vec{\mathbf{F}}_k$  resultante dessa deformação é modelada através da Lei de Hooke.

$$\vec{f}(\vec{\mathbf{x}}, t) = \sum_k \vec{\mathbf{F}}_k(t) \delta(|\vec{\mathbf{x}} - \vec{\mathbf{X}}_k|) \quad (5.9)$$

Como a localização dos pontos Lagrangianos geralmente não coincidem com os pontos da malha cartesiana, usa-se uma aproximação suave da função delta de Dirac para transmitir a força para os nós de fluido presentes na vizinhança. Então, essa força distribuída é imposta nas equações de Navier-Stokes que representam esses nós vizinhos.

Com a utilização de uma função delta de Dirac ou uma outra distribuição suave  $d$ , pode-se escrever a força em qualquer ponto da malha cartesiana como:

$$\vec{f}(\vec{\mathbf{x}}_{i,j}, t) = \sum_k \vec{\mathbf{F}}_k(t) d(|\vec{\mathbf{x}}_{i,j} - \vec{\mathbf{X}}_k|) \quad (5.10)$$

#### 5.1.1.2 Escoamento em Corpos Rígidos

A alternativa mais óbvia para tratar de escoamentos em corpos rígidos seria considerar o corpo extremamente rígido, o problema dessa abordagem é que geralmente as equações constitutivas usadas para corpos elásticos não apresentam bons resultados quando se trabalha com um valor de rigidez muito alto ([MITTAL; IACCARINO, 2005](#)).

Uma maneira mais eficiente de considerar um corpo rígido foi utilizada por [Lai e Peskin \(2000\)](#). Considera-se a estrutura conectada a uma posição de equilíbrio  $\vec{\mathbf{X}}_k^e(t)$  por uma mola de constante  $k$ . A força de restauração é então calculada como:

$$\vec{\mathbf{F}}_k(t) = -k(\vec{\mathbf{X}}_k - \vec{\mathbf{X}}_k^e(t)) \quad (5.11)$$

Para um corpo rígido, considera-se um  $k$  de valor alto para que a condição de contorno seja pertinente, porém, esse ataque ao problema, que gera um conjunto de equações rígidas, está sujeito a vários problemas de estabilidade. Por outro lado, baixos valores de  $k$  podem causar efeitos elásticos indesejáveis (LAI; PESKIN, 2000).

Outra alternativa de modelagem de um escoamento em um corpo rígido foi concebida por Goldstein, Handler e Sirovich (1993). Nesse modelo, os efeitos do corpo rígido no escoamento é modelado através de um termo de forçamento que pode ser escrito de acordo com a equação 5.12. As constantes  $\alpha$  e  $\beta$  possuem dimensões de  $[M/L^3T^2]$  e  $[M/L^3T]$ .

$$\vec{\mathbf{F}}(t) = \alpha \int_0^t \vec{u}(t)dt + \beta \vec{u}(t) \quad (5.12)$$

Esse método foi utilizado por Goldstein, Handler e Sirovich (1993) para simular um escoamento turbulento em torno de um cilindro em baixo e moderado números de Reynolds e apresentou resultados condizentes, porém, descobriu-se não ser tão simples determinar as constantes  $\alpha$  e  $\beta$  que repliquem corretamente os efeitos de uma superfície rígida. Outro problema é que altos valores de  $\alpha$  e  $\beta$  podem causar problemas de estabilidade do solver, principalmente para regimes não permanentes.

### 5.1.1.3 Considerações Sobre o Método Contínuo

O método de imposição contínua do termo de forçamento é bastante aplicado quando se quer analisar escoamentos biológicos e multifásicos, já que a maioria dessas casos pode ser modelado considerando uma fronteira elástica, e como visto, a aplicação do método contínuo em corpos elásticos possui uma base física bem construída e pode ser executado de maneira relativamente fácil (MITTAL; IACCARINO, 2005).

Quando o objeto de estudo é a interação do escoamento com um corpo rígido, a dificuldade em modelar a superfície rígida torna o método mais trabalhoso, já que é preciso lançar mão de outras estratégias de modelagem pois as leis de elasticidade geralmente não se comportam bem quando aumenta-se a rigidez arbitrariamente. Muitas vezes as saídas encontradas para simular o efeito de um corpo rígido trazem contigo problemas relacionados à precisão numérica e estabilidade do solver. Outro ponto chave do método é a modelagem de uma função suave para o delta de Dirac, que tem como objetivo transmitir as forças dos pontos Lagrangianos do contorno para nós vizinhos que representam o fluido. Uma função de distribuição mal feita pode gerar uma incapacidade de determinar contornos afiados ou pontiagudos, efeito que é acentuado em maiores Reynolds (MITTAL; IACCARINO, 2005).

### 5.1.2 Imposição Discreta do Termo de Forçamento

A imposição discreta do termo de forçamento tem como princípio discretizar as equações de Navier-Stokes na malha cartesiana sem, a princípio, considerar a presença do corpo  $\Omega_b$  imerso, resultando em uma série de equações discretas representadas pela equação 5.13.

$$[L] \{\underline{U}\} = 0 \quad (5.13)$$

O segundo passo é considerar uma discretização diferente em pontos do domínio  $\Omega_f$  perto do corpo para que a presença do corpo imerso seja sentida pelo fluido.

$$[L'] \{\underline{U}\} = \{r\} \quad (5.14)$$

Na equação 5.14, considere  $[L']$  como o operador discreto modificado e  $\{r\}$  termos conhecidos que estão associados às condições de contorno da fronteira  $\Gamma_b$  imersa. O sistema de equações gerado pelas equações 5.13 e 5.14 pode ser acoplado da seguinte forma, representado pelas equações 5.15 e 5.16.

$$[L] \{\underline{U}\} = \{f(\mathbf{x}, t)\} \quad (5.15)$$

$$\{f(\mathbf{x}, t)\} = \{r\} + [L] \{\underline{U}\} - [L'] \{\underline{U}\} \quad (5.16)$$

A imposição discreta do termo de forçamento pode ser realizada de duas maneiras, indireta ou diretamente.

#### 5.1.2.1 Imposição Discreta Indireta das Condições de Contorno

Para evitar uma das características que podem resultar em erros e estabilidade do solver no método de imposição contínua, que seria a modelagem do termo de forçamento, a imposição discreta indireta tem como princípio extrair o termo de força diretamente da solução numérica, como isso é feito será discutido a seguir.

A princípio, resolve-se as equações de Navier-Stokes discretizadas na malha cartesiana sem considerar a presença do corpo  $\Omega_b$  imerso, com um campo de velocidades pré-determinado. Dessa forma, entra-se com o campo de velocidades pré-determinado na equação 5.15 e consegue-se o termo de forçamento como resultado.

#### 5.1.2.2 Imposição Discreta Direta das Condições de Contorno

A imposição discreta direta do termo de forçamento é uma saída encontrada para melhorar a qualidade do método quando se deseja trabalhar com números de Reynolds

moderados e elevados. Para números de Reynolds mais elevados, é necessário que o método tenha acurácia suficiente para simular a fina camada limite presente no corpo imerso. Nesses casos, a função que representa a distribuição da força do contorno para os nós do fluido não consegue estabelecer uma precisão suficientemente boa, pois distorce a precisão da solução local na região de espalhamento.

O princípio dessa metodologia é trabalhar a interpolação ponto a ponto para obter o valor da variável desejada, eliminando, assim, o termo de distribuição de força e aumentando a acurácia local na região da fronteira imersa. [Mittal e Iaccarino \(2005\)](#) apresentam duas formas conhecidas de aplicar a imposição discreta direta do termo de forçamento, *Gost-Cell Finite-Difference Approach* e *Cut-Cell Finite Volume Approach*.

A implementação do método de fronteira imersa no OpenFOAM, software utilizado para realizar as simulações do presente trabalho, seguiu o método de imposição discreta direta do termo de forçamento. Os desenvolvedores do método, Prof. Hrvoje Jasak e Prof. Zeljko Tukovic da Faculdade de Engenharia Mecânica e Arquitetura Naval da cidade de Zagreb, explicaram como o método funciona durante o *CFD with OpenSource Software Course, Chalmers University 2015*. O método implementado calcula o valor da variável desejada no centro da célula da fronteira imersa utilizando de interpolações com as células vizinhas, baseadas nas condições de contorno de Dirichlet e Neumann e do do método de mínimos quadrados ponderados, e da condição de contorno da fronteira.

### 5.1.2.3 Considerações Sobre o Método Discreto

A imposição discreta do termo de forçamento foi desenvolvida, principalmente, para melhorar a acurácia e estabilidade do solver quando considera-se fronteira rígidas e/ou números de Reynolds moderados e elevados.

As duas opções de imposição discreta, direta ou indireta, melhoram a relação do método de fronteira imersa com corpos rígidos na medida em que não se torna mais necessário modelar um termo de forçamento que represente a influência da fronteira rígida no escoamento. Como visto anteriormente, a modelagem através das equações [5.11](#) e [5.12](#) acarretam em instabilidade e redução da acurácia.

O escoamento em números de Reynolds moderados ou altos é um grande problema para o método contínuo, como já visto antes, devido ao espalhamento do termo de forçamento, prejudicando, assim, a acurácia local do solver. A imposição discreta indireta não apresenta uma grande mudança quando consideramos esse aspecto, visto que a distribuição da força continua presente. Porém, a imposição discreta direta aparece como uma alternativa que apresenta bons resultados quando escoamentos com maiores números de Reynolds são simulados justamente por ter conseguido eliminar a necessidade da função de distribuição responsável por realizar esse espalhamento da força.

# 6 METODOLOGIA NUMÉRICA

## 6.1 O Software OpenFOAM

O software utilizado para realizar as simulações numéricas é chamado OpenFOAM (*Open Source Field Operation and Manipulation*). O programa, concebido em linguagem C++, é uma ferramenta *open source* de pré e pós-processamento de soluções que envolva mecânica dos meios contínuos, principalmente CFD (*Computational Fluid Dynamics*).

Desde o lançamento da primeira versão, realizado em dezembro de 2014 por Henry Weller, Chris Greenshields e Mattijs Janssens, o software vem sendo aprimorado por pessoas do mundo inteiro, visto que o código possui status livre e fonte aberta sob a GNU *General Public License*.

Para a simulação do escoamento em torno do atum e do caso de validação, utilizou-se o solver laminar *icoIbFoam*. O solver utilizado resolve a equação de Navier-Stokes para um escoamento transiente e incompressível utilizando a implementação da condição de contorno do termo de forçamento do método de fronteira imersa através da forma discreta direta.

Para a simulação do escoamento em torno do lambari, utilizou-se o solver *pimpleFoam*, um solver transiente e incompressível com suporte para modelos de turbulência.

## 6.2 Simulação de Validação do Método de Fronteira Imersa

Para validar os resultados obtidos através das simulações realizadas com o software OpenFOAM, utilizando a ferramenta de fronteira imersa, um caso padrão com vasta bibliografia e resultados já comprovados foi escolhido.

Vários autores já trataram do caso do escoamento em torno de uma esfera, tanto experimentalmente (CLIFT; GRACE; WEBER, 2005), quanto numericamente (JOHNSON; PATEL, 1999). Para que as simulações do sejam validadas, os valores dos coeficiente de arrasto e sustentação e número de Strouhal encontrados, calculados de acordo com as equações 3.6, 3.5, 3.4, respectivamente, devem estar de acordo com os presentes na bibliografia.

Como esperado, o escoamento em torno de uma esfera sofre grande influência da variação do número de Reynolds. Para número de Reynolds entre 20 a aproximadamente 210, uma zona de recirculação axissimétrica é gerada na parte posterior da esfera e logo após essa zona o escoamento volta a se tornar laminar. Para todos Reynolds nessa faixa, o escoamento segue o mesmo padrão, as únicas variações que se dão de acordo com o aumento do número de Reynolds são o aumento longitudinal da bolha de recirculação e uma aproximação do ponto de descolamento da camada limite em relação a parte frontal da esfera, como pode ser observado na figura 13.

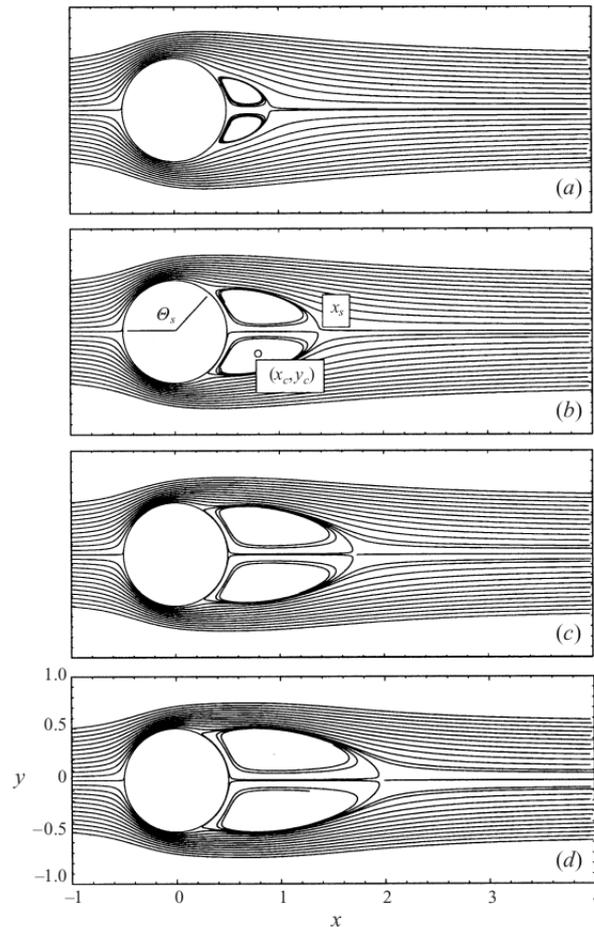


Figura 13: Escoamento em torno de uma esfera: (a)  $Re = 50$ ; (b)  $Re = 100$ ; (c)  $Re = 150$ ; (d)  $Re = 200$ . (JOHNSON; PATEL, 1999)

Para valores de Reynolds entre 210 e 270, a bolha de recirculação perde sua assimetria axial, porém ainda não observa-se uma esteira de vórtices à montante da esfera, ou seja, o escoamento continua recuperando o regime laminar logo após a região de recirculação, como pode ser visto na figura 14.

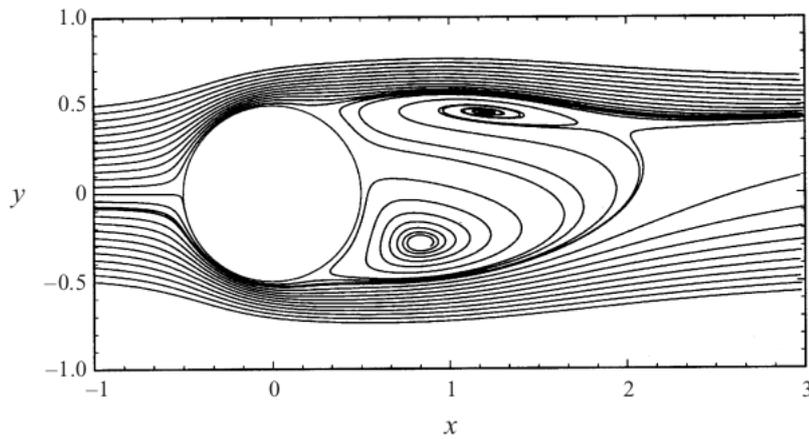


Figura 14: Escoamento em torno de uma esfera com  $Re = 250$  (JOHNSON; PATEL, 1999)

Em escoamentos com números de Reynolds maiores que 270, vórtices que antes estavam restritos a uma pequena região à montante da esfera começam a se desprender de forma periódica. Nessa caso, o escoamento à montante da esfera não consegue recuperar o regime laminar e percebe-se, então, a formação de uma esteira de vórtices que se descolam periodicamente, chamada de esteira de von Kármán.

A NASA realizou um cálculo do coeficiente de arrasto de uma esfera, seja ela lisa (*Smooth*) ou rugosa (*Rough*), para cada número de Reynolds, como pode se observar na figura 15.

Na figura 15, o ponto 2 faz referência a um escoamento de baixo Reynolds no qual a região de recirculação fica restrita à parte posterior da esfera e não observa-se a emissão de vórtices. Já o ponto 3 representa o regime de escoamento em que observa-se a emissão de vórtices periódicos. A partir do ponto 4, os vórtices periódicos se transformam em uma esteira de vórtices caóticos. Observa-se que para esferas rugosas o coeficiente de arrasto sofre uma queda a partir desse ponto, isso se deve ao fato de a camada limite transicionar de laminar para turbulenta. Uma camada limite turbulenta, ou seja, mais energética, retarda o descolamento e gera uma esteira de vorticidade menos espessa, reduzindo, assim, o arrasto. Nota-se que o mesmo efeito de redução do coeficiente de arrasto também ocorre, porém posteriormente, para as esferas lisas já que superfícies lisas precisam de um Reynolds mais elevado para que a camada limite se transicione. A partir do ponto 5, o coeficiente de arrasto sofre aumento devido às características turbulentas do escoamento como um todo.

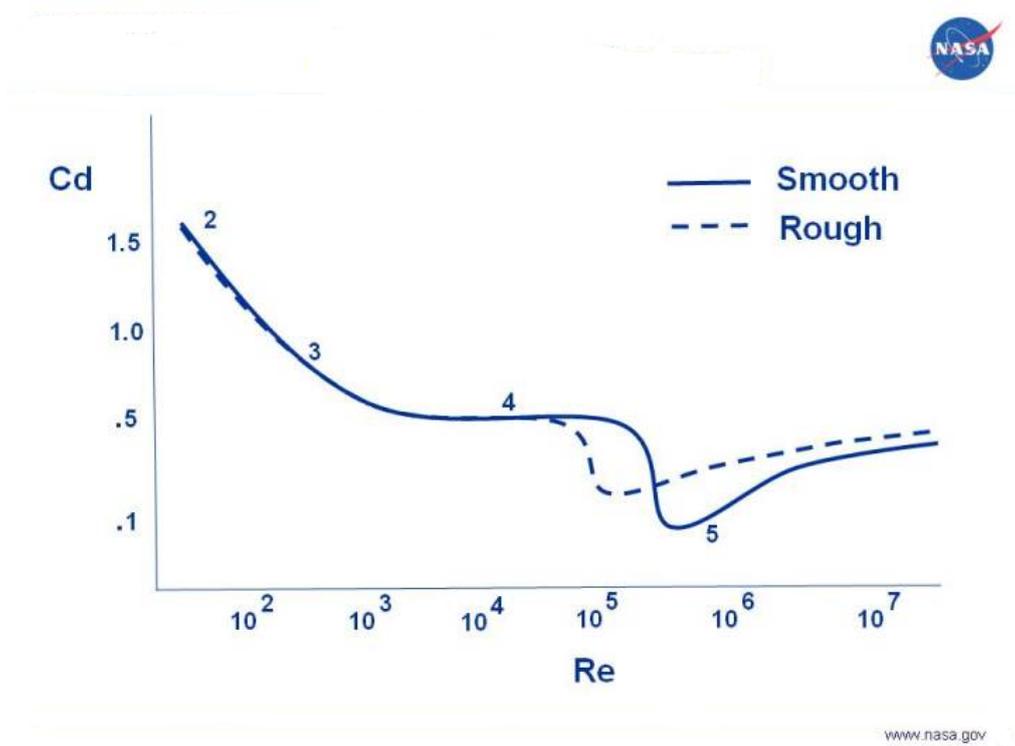


Figura 15: Coeficiente de arrasto de uma esfera para vários números de Reynolds

<https://www.grc.nasa.gov/WWW/K-12/airplane/dragsphere.html>

### 6.2.1 Malha e Domínio Computacional

Para realizar a simulação de validação, observou-se o caso da esfera em dois números de Reynolds diferentes,  $Re = 150$  e  $Re = 300$ . Para ambos os casos utilizou-se o domínio computacional determinado por (CUI et al., 2017), definido para as direções x, y e z como  $30d \times 15d \times 15d$ , sendo  $d$  o diâmetro da esfera. A malha cartesiana foi refinada na região da esfera e na esteira, como pode ser visto nas figuras 16 e 17. Percebe-se pela figura 16 que a malha é de fato cartesiana, a visualização de riscas transversais na figura 17 é resultado de uma falha inerente ao programa de pós processamento.

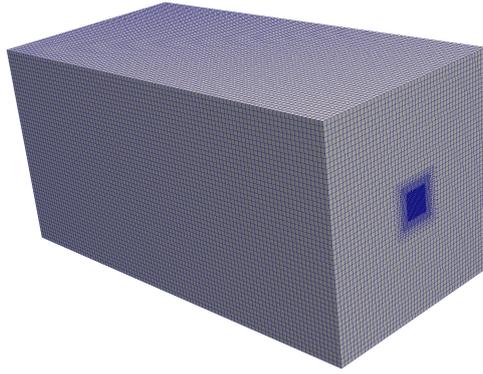


Figura 16: Malha do domínio computacional explicitando a face frontal, superior e de saída

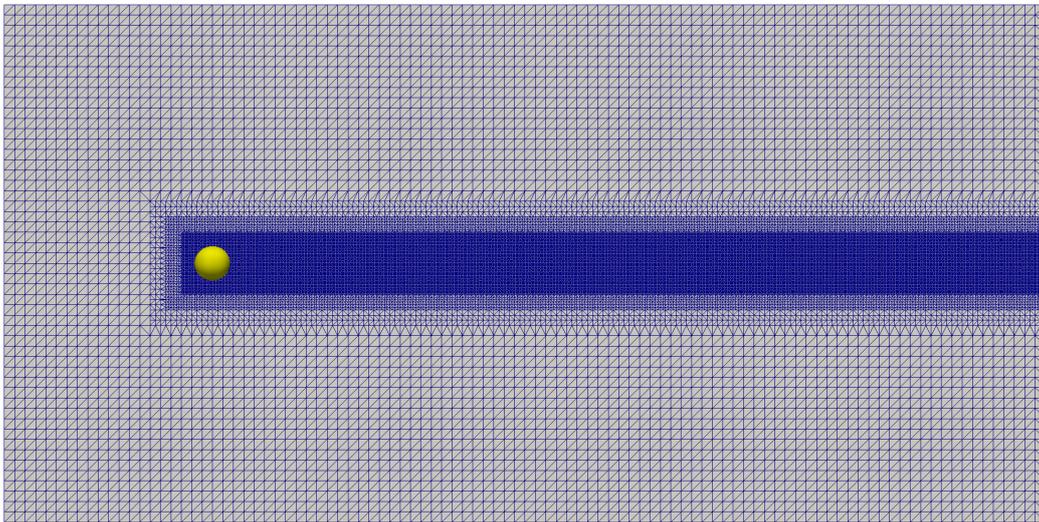


Figura 17: Vista em corte da malha da simulação de validação

Nas tabelas 1, 2 e 3 constam os números de pontos em cada malha utilizada para realizar o estudo de convergência.

Tabela 1: Malhas para o caso da Esfera com  $Re = 150$

	Nº de Nós
Malha 1	1 077 801
Malha 2	1 164 527
Malha 3	1 605 522

Tabela 2: Malhas para o caso da Esfera com  $Re = 300$

	Nº de Nós
Malha 1	1 605 522
Malha 2	1 772 298

Tabela 3: Malhas para o caso da Esfera com  $Re = 100\,000$

	Nº de Nós
Malha 1	1 772 298
Malha 2	2 147 384

## 6.2.2 Condições de Contorno

As condições de contorno aplicadas para a simulação de validação foram as seguintes:

- Velocidade de entrada: foi atribuída à face de entrada do escoamento (inlet) um valor de velocidade do fluido constante na direção  $x$  e zero nas direções  $y$  e  $z$ . A pressão é determinada de forma a satisfazer as equações de movimento ( $\Delta P = 0$ )
- Pressão de Saída: na face de saída do escoamento (outlet) foi definido como condição de contorno uma pressão relativa nula  $P_{outlet} = 0$ . Consequentemente, o campo de velocidade é determinado pela equação de movimento.
- Condição de não deslizamento: foi imposta ao corpo imerso, o que significa que a velocidade da partícula na parede do corpo é nula.
- Livre deslizamento: foi imposta nas paredes superior, inferior e laterais do domínio computacional. Significa que a tensão cisalhante entre o fluido e as paredes é nula.

## 6.3 Simulação do Atum Utilizando o Método de Fronteira Imersa

### 6.3.1 Definição da Geometria

A elaboração da geometria do peixe utilizado no presente trabalho para a simulação através da extensão de fronteira imersa, um atum em escala, seguiu a definição geométrica abordada por [Najafi e Abbaspour \(2017\)](#), que modelou a geometria de um atum a partir de funções que descrevem os contornos superiores e inferiores do atum, equações 6.1 e 6.2, considerando uma parametrização pelo comprimento  $L$  do peixe.

$$\frac{z(x)}{L} = \pm 0,152 \tanh\left(\frac{6x}{L} + 1,8\right), \quad -0,3 \leq x/L < 0,1 \quad (6.1)$$

$$\frac{z(x)}{L} = \pm(0,075 - 0,076 \tanh\left(\frac{7x}{L} + 3,15\right)), \quad 0,1 \leq x/L \leq 0,7 \quad (6.2)$$

A cada posição horizontal  $x$ , a seção do corpo é considerada como uma elipse com razão de aspecto  $AR = 1,5$ , na qual o maior eixo corresponde à altura do corpo. A cauda do atum foi modelada de acordo com o aerofólio NACA0016.



Figura 18: Representação realista do atum

<https://www.nationalgeographic.com.au/people/bluefin-tuna-resources.aspx>

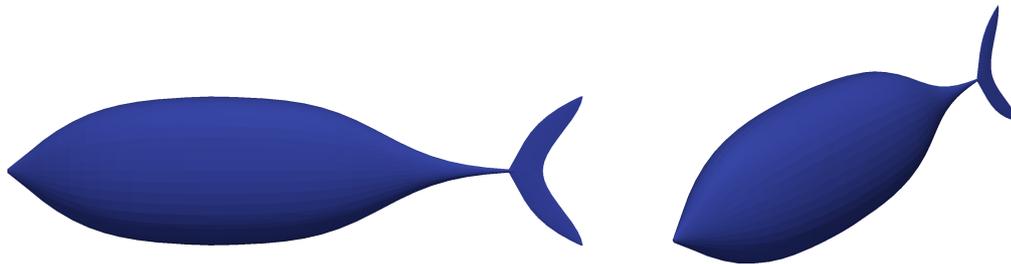


Figura 19: Geometria do atum

Apesar de os contornos da geometria representarem o atum, o comprimento do atum  $L$  utilizado no presente trabalho não condiz com a realidade. Dependendo da espécie, o comprimento do atum pode variar de 1m a 4,5m, porém o modelo utilizado possui 0,1m. Essa modificação foi necessária pois o solver utilizado é laminar e um peixe com maior comprimento levaria a um valor de número de Reynolds que representaria um regime turbulento. É importante ressaltar que toda vez que o trabalho se referir ao atum, refere-se ao atum em escala, ou seja, com o comprimento reduzido.

### 6.3.2 Malha e Domínio Computacional

Considerando que o Reynolds do escoamento em torno do atum é o mesmo do último caso da simulação de validação, ou seja, 100 000, foi utilizado o mesmo domínio e malha mais refinada da simulação de validação, o que corresponde a 2 147 384 pontos.

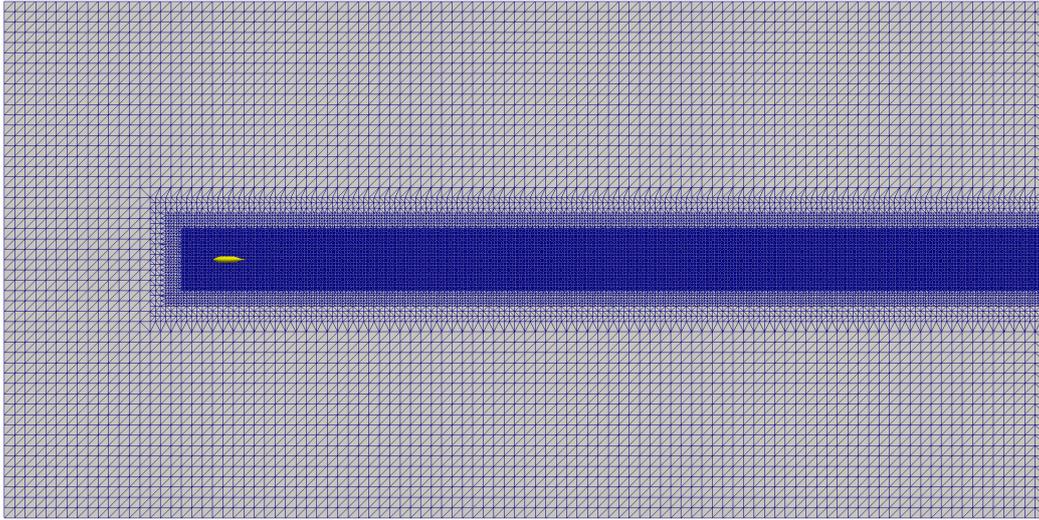


Figura 20: Vista em corte da malha da simulação do peixe

Simulou-se, também, um caso de escoamento em torno de um atum com o número de Reynolds igual a 1 000. Para esse caso, o domínio computacional se manteve o mesmo e as malhas utilizadas estão explicitadas na tabela 4

Tabela 4: Malhas para o caso do Peixe com  $Re = 1\ 000$

	<b>Nº de Nós</b>
Malha 1	1 772 298
Malha 2	2 147 384
Malha 3	2 674 494
Malha 4	2 798 368

### 6.3.3 Condições de Contorno

As condições de contorno setadas para a simulação do atum foram exatamente as mesmas utilizadas na simulação de validação.

- Velocidade de entrada: foi atribuída à face de entrada do escoamento (inlet) um valor de velocidade do fluido constante na direção  $x$  e zero nas direções  $y$  e  $z$ . A pressão é determinada de forma a satisfazer as equações de movimento ( $\Delta P = 0$ )
- Pressão de Saída: na face de saída do escoamento (outlet) foi definido como condição de contorno uma pressão relativa nula  $P_{outlet} = 0$ . Consequentemente, o campo de velocidade é determinado pela equação de movimento.
- Condição de não deslizamento: foi imposta ao corpo imerso, o que significa que a velocidade da partícula na parede do corpo é nula.

- Livre deslizamento: foi imposta nas paredes superior, inferior, frontal e traseira do domínio computacional. Significa que a tensão cisalhante entre o fluido e as paredes é nula.

## 6.4 Simulação do Lambari Utilizando Malha Dinâmica

### 6.4.1 Geometria do Lambari

A geometria utilizada para realizar a análise dinâmica foi a geometria de um lambari, peixe carangiforme abundante nos rios brasileiros, retirada do trabalho de [Espenchitt \(2018\)](#). Sabe-se que, em geral, um lambari adulto possui de 100mm a 150mm da ponta da cauda até a sua boca, portanto foi gerado um lambari com comprimento de 120mm. A geometria utilizada pode ser vista na figura 22.



Figura 21: Representação realista de um lambari

<http://jairclopes.blogspot.com/2011/11/o-lambari.html>

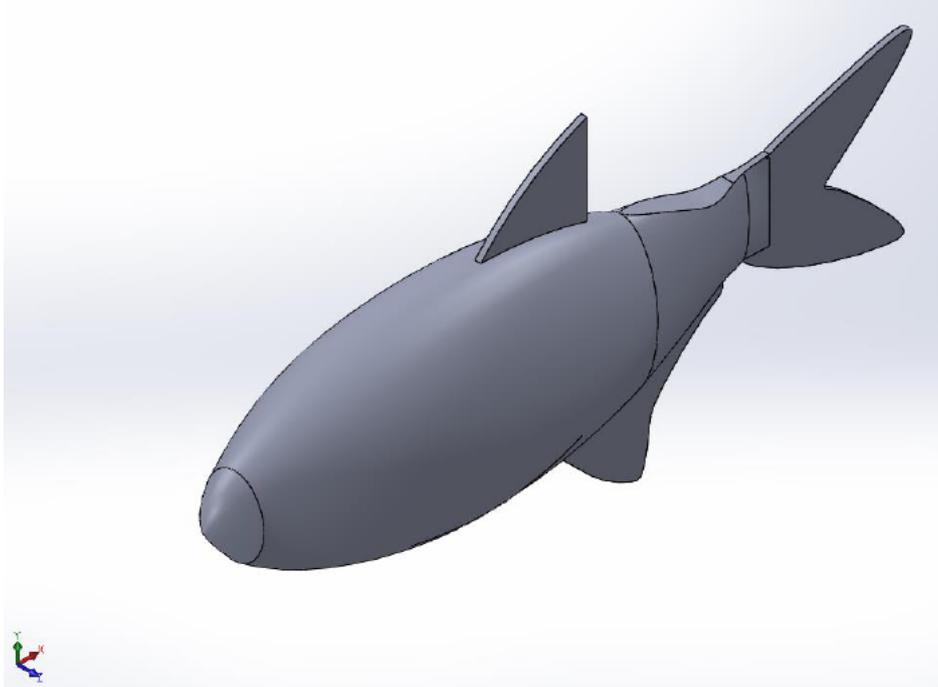


Figura 22: Geometria do lambari (ESPENCHITT, 2018)

#### 6.4.2 Modelo de Turbulência

Considerando o comprimento característico como o comprimento do peixe, a viscosidade cinemática da água e um escoamento de 1 m/s em torno do peixe, obtém-se um número de Reynolds igual a  $1,2 \times 10^5$ .

Sabe-se que um escoamento em torno de uma placa plana começa a transicionar de laminar para turbulento em um número de Reynolds igual a  $5 \times 10^5$ , portanto, comparando o caso analisado com o escoamento em torno de uma placa plana, decidiu-se utilizar um modelo de turbulência de transição nas simulações do peixe.

O modelo de transição utilizado pelo software OpenFOAM é o Langtry-Menter k-omega Shear Strees Transport, também conhecido como gamma-Retheta-SST, um modelo em que se usa duas outras equações (gamma e Retheta) além das equações padrões de k e omega. As equações do modelo Langtry-Menter k-omega Shear Strees Transport estão apresentadas pelas equações

$$k = \frac{3}{2}(I|u_\infty|)^2 \quad (6.3)$$

$$w = \frac{k^{0,5}}{C_\nu L} \quad (6.4)$$

$$\gamma = 1 \quad (6.5)$$

$$T_u = 100 \frac{\sqrt{\frac{2}{3k}}}{|u_\infty|} \quad (6.6)$$

Caso  $T_u \leq 1.3$ ,  $Re_\theta$  é calculado de acordo com a equação 6.7.

$$Re_\theta = 1173.51 - 589.428T_u + \frac{0.2196}{T_u^2} \quad (6.7)$$

Caso  $T_u > 1.3$ ,  $Re_\theta$  é calculado de acordo com a equação 6.8

$$Re_\theta = \frac{331.5}{(T_u - 0.5658)^2} \quad (6.8)$$

A escolha de um modelo de turbulência nem sempre é trivial, visto que todo modelo tem seus prós e contras. A utilização do modelo k-omega SST se torna interessante justamente porque o modelo é capaz de usar o método k-omega nas superfícies e trocar para o método k-épsilon no escoamento livre longe das superfícies.

Como a preocupação principal do projeto é estudar a interação da geometria do peixe com o fluido, uma alta resolução da malha nas proximidades das paredes, controlando assim os valores do  $y^+$  na superfície, e a utilização de um modelo na superfície como o k-omega, que garante uma maior acurácia na resolução da camada limite, é essencial.

### 6.4.3 Simulação Estática

Antes da realização da simulação dinâmica, realizou-se uma simulação estática com o objetivo de fazer um estudo de convergência de malha. Além disso, o valor do arrasto no caso estático também é um importante parâmetro de comparação com os valores de arrasto que serão obtidos no caso dinâmico.

Foram realizadas simulações estáticas com dois números de Reynolds distintos,  $1,2 \times 10^4$  e  $1,2 \times 10^5$ . O estudo de convergência de malha foi realizado para o caso de Reynolds igual a  $1,2 \times 10^5$ , que corresponde ao caso inicial do peixe nadando a uma velocidade de 1 m/s. As simulações para o outro número de Reynolds foi realizada a partir da malha mais refinada.

#### 6.4.3.1 Malha e Domínio Computacional

O domínio utilizado para as simulações possui dimensões de  $9L \times 4L \times 4L$ , sendo L o comprimento característico do peixe. Uma representação tridimensional do domínio pode ser vista na figura 23.

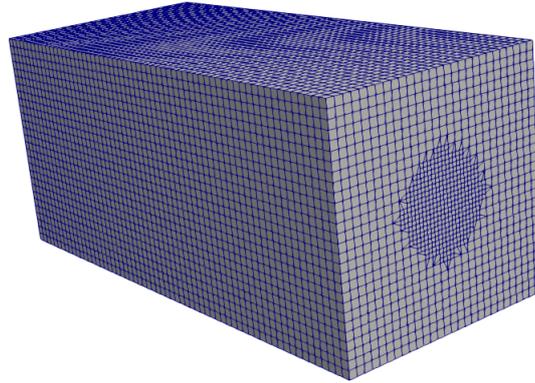


Figura 23: Domínio da simulação do lambari

A malha, como pode ser vista na figura 24, possui duas regiões de refinamento que são críticas para a obtenção de bons resultados. Refinou-se a região que contém a esteira gerada pela geometria do peixe e também a região que contém o peixe.

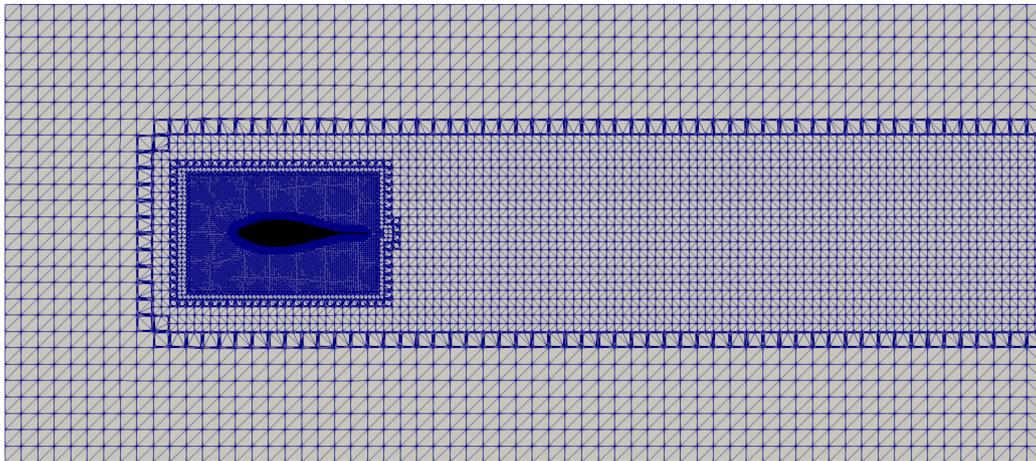


Figura 24: Malha do domínio da simulação do lambari

Nota-se, também, na figura 24, uma alta concentração de pontos no contorno da geometria do peixe. Essa alta concentração de pontos se deve ao uso do *inflation*, técnica que adiciona várias camadas na região próxima à superfície para aumentar a acurácia do mapeamento da camada limite. Vale lembrar que um bom refinamento na região da camada limite é essencial para o bom funcionamento do método de turbulência adotado. É possível ver um detalhe do *inflation* na figura 25.

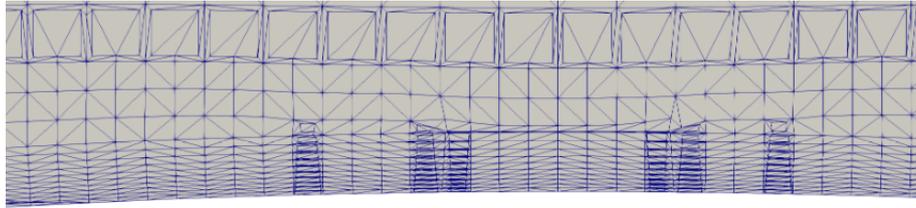


Figura 25: Detalhe do *inflation* na malha do lambari

A tabela 5 apresenta a quantidade de elementos que cada malha utilizada no estudo de convergência possui.

Tabela 5: Malhas para o caso do lambari estático

	Nº de Elementos
Malha 1	1 641 500
Malha 2	2 023 987
Malha 3	2 263 089

#### 6.4.3.2 Condições de Contorno

- Velocidade: foi atribuída à face de entrada do escoamento (inlet) um valor de velocidade do fluido constante na direção  $x$  igual a 1 m/s e zero nas direções  $y$  e  $z$ . A pressão é determinada de forma a satisfazer as equações de movimento ( $\Delta P = 0$ )
- Pressão de Saída: na face de saída do escoamento (outlet) foi definido como condição de contorno uma pressão relativa nula  $P_{outlet} = 0$ . Conseqüentemente, o campo de velocidade é determinado pela equação de movimento.
- Condição de não deslizamento: foi imposta ao corpo imerso, o que significa que a velocidade da partícula na parede do corpo é nula.
- Livre deslizamento: foi imposta nas paredes superior, inferior, frontal e traseira do domínio computacional. Significa que a tensão cisalhante entre o fluido e as paredes é nula.
- Parâmetros relacionados ao modelo turbulência: Foi discutido na seção 6.4.2 o modo de obtenção das condições de contorno do modelo de turbulência. Os valores utilizados foram uma intensidade de turbulência  $I = 0.05$ , energia cinética turbulenta  $k = 0.00375 \frac{m^2}{s^2}$ , uma taxa de dissipação específica turbulenta  $\omega = 6,80414s^{-1}$ ,  $\gamma = 1$  e  $Re_\theta = 122.03$ .

## 6.4.4 Simulação Dinâmica

Após o estudo de convergência feito com as simulações estáticas, realizou-se, então, simulações com diferentes números de Strouhal para cada número de Reynolds previamente determinado.

As simulações dinâmicas foram necessárias pois assim pôde se investigar a relação entre o número de Reynolds, o número de Strouhal e a força de arrasto atuando no peixe.

### 6.4.4.1 Malha e Domínio Computacional

Para a simulação dinâmica, que representa o movimento de nado do peixe, utilizou-se a malha mais refinada do caso estático, com 2 263 089 elementos, e o mesmo domínio, figuras 23 e 24 respectivamente. Vale lembrar que no caso dinâmico a função de malha móvel foi implementada de acordo com a equação de movimento do peixe discutida na seção 3.1.

### 6.4.4.2 Condições de Contorno

As condições de contorno da simulação dinâmica são praticamente iguais às condições da simulação estática, a diferença consiste na adição das condições relativas ao movimento da malha.

- Velocidade: foi atribuída à face de entrada do escoamento (inlet) um valor de velocidade do fluido constante na direção  $x$  igual a 1 m/s e zero nas direções  $y$  e  $z$ . A pressão é determinada de forma a satisfazer as equações de movimento ( $\Delta P = 0$ )
- Pressão de Saída: na face de saída do escoamento (outlet) foi definido como condição de contorno uma pressão relativa nula  $P_{outlet} = 0$ . Conseqüentemente, o campo de velocidade é determinado pela equação de movimento.
- Condição de não deslizamento: foi imposta ao corpo imerso, o que significa que a velocidade da partícula na parede do corpo é nula.
- Livre deslizamento: foi imposta nas paredes superior, inferior, frontal e traseira do domínio computacional. Significa que a tensão cisalhante entre o fluido e as paredes é nula.
- Parâmetros relacionados ao modelo turbulência: foi discutido na seção 6.4.2 o modo de obtenção das condições de contorno do modelo de turbulência. Os valores utilizados foram uma intensidade de turbulência  $I = 0.05$ , energia cinética turbulenta  $k = 0.00375 \frac{m^2}{s^2}$ , uma taxa de dissipação específica turbulenta  $\omega = 6,80414s^{-1}$ ,  $\gamma = 1$  e  $Re_{\theta} = 122.03$ .

- Parâmetros relacionados ao movimento da malha: para que a malha se movesse da forma correta, adicionou-se um valor para o número de onda  $k = 55,1157m^{-1}$ . O valor da frequência de movimento do peixe está relacionado com o Strouhal utilizado em cada simulação, sendo  $52,3599rad/s$  para um  $St = 0.2$ ,  $78,5398rad/s$  para um  $St = 0.3$  e  $104,7198rad/s$  para um  $St = 0.4$ .

# 7 RESULTADOS E DISCUSSÃO

## 7.1 Simulação de Validação

### 7.1.1 Resultados da Simulação com Reynolds Igual a 150

Percebe-se pelas figuras 28 e 26 que o campo de velocidades e as linhas de corrente, em regime permanente, condizem com o resultado que se esperava encontrar, apresentado na letra (c) da figura 13. É nítida a presença de uma região de recirculação restrita à região posterior da esfera e a retomada do regime laminar logo após a bolha de recirculação pode ser observada através das linhas de corrente.

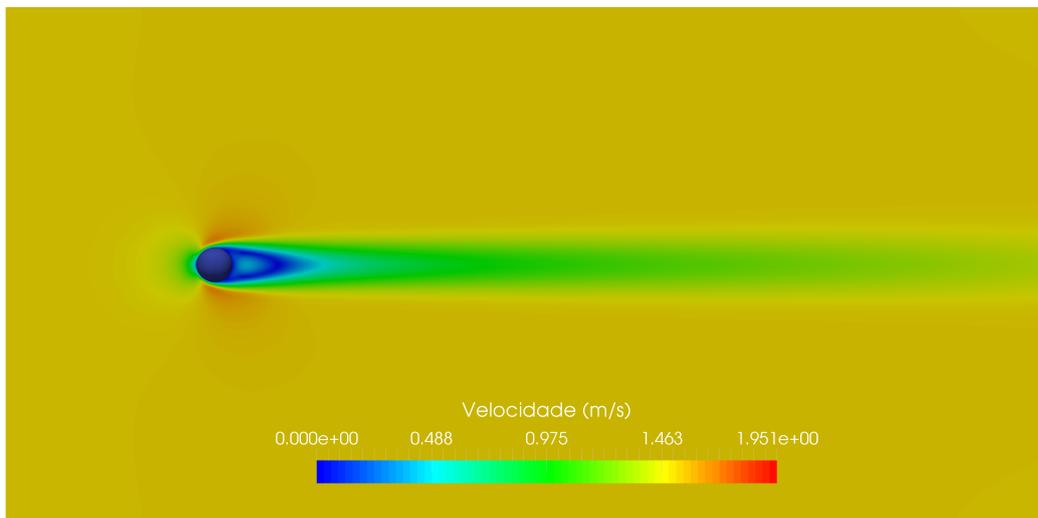


Figura 26: Campo de velocidades do escoamento em torno da esfera com  $Re = 150$

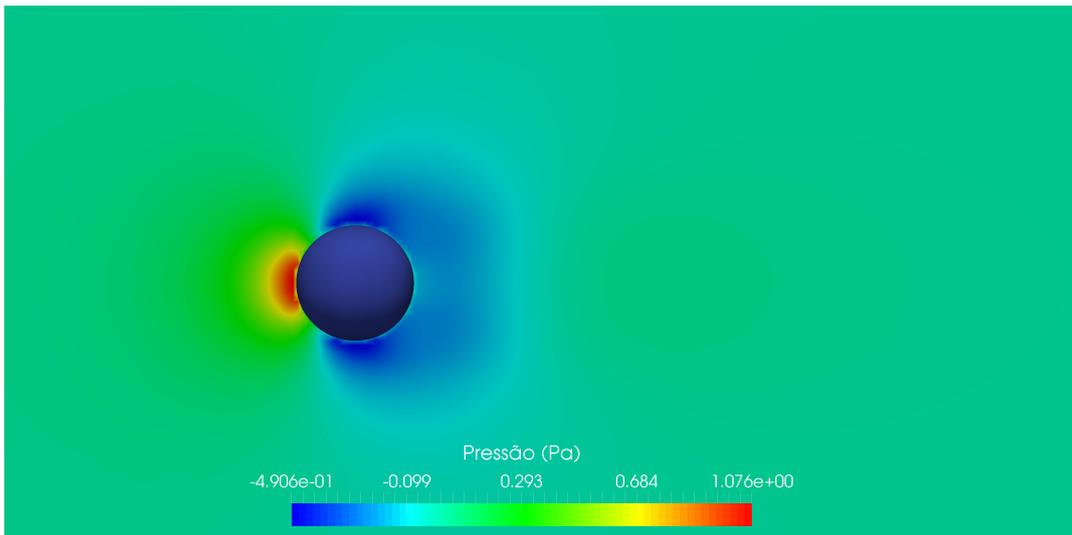


Figura 27: Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com  $Re = 150$

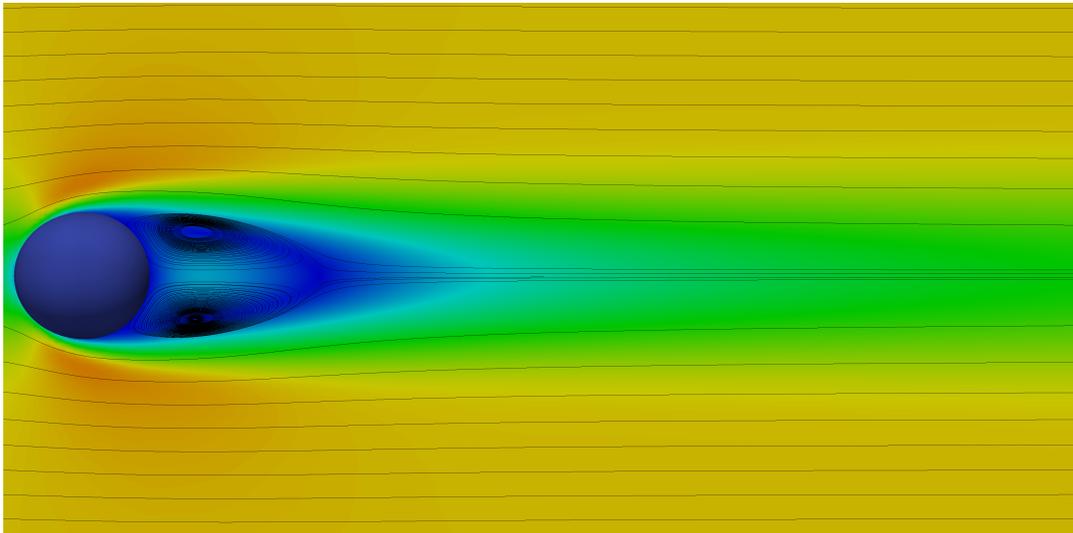


Figura 28: Linha de corrente do escoamento em torno da esfera com  $Re = 150$

A tabela 6 mostra os valores de coeficiente de arrasto encontrado de acordo com o refinamento da malha e compara o resultado da presente simulação com valores da bibliografia.

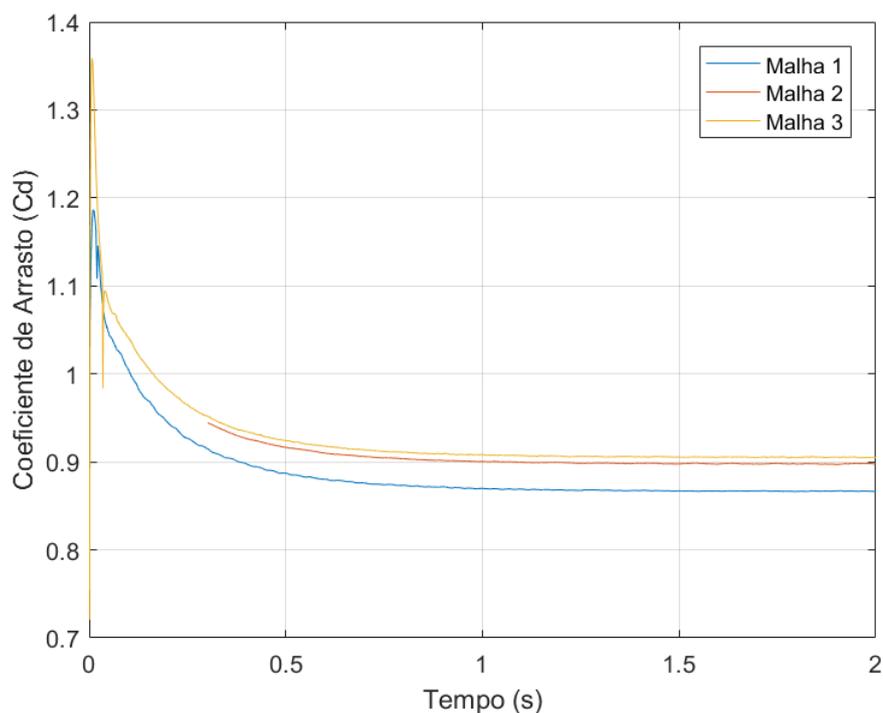


Figura 29: Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com  $Re = 150$

Tabela 6: Resultados dos parâmetros do escoamento com  $Re = 150$

	Nº de Nós	$C_d$
Malha 1	1 077 801	0,867
Malha 2	1 164 527	0,898
Malha 3	1 605 522	0,906
(CLIFT; GRACE; WEBER, 2005)		0,889
(JOHNSON; PATEL, 1999)		0,900
(CUI et al., 2017)		0,921

### 7.1.2 Resultados da Simulação com Reynolds Igual a 300

Nota-se pela figura 31 que, assim como esperado na simulação da esfera com Reynolds igual a 300, percebe-se uma emissão de vórtices periódicos (esteira de von Kármán) quando o escoamento alcança o regime estacionário.

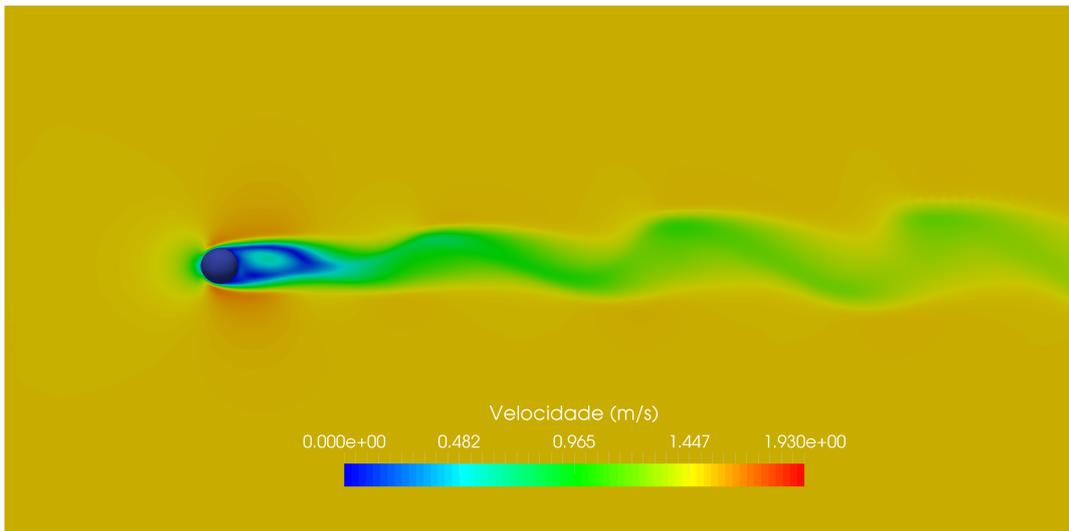


Figura 30: Campo de velocidade do escoamento em torno da esfera com  $Re = 300$

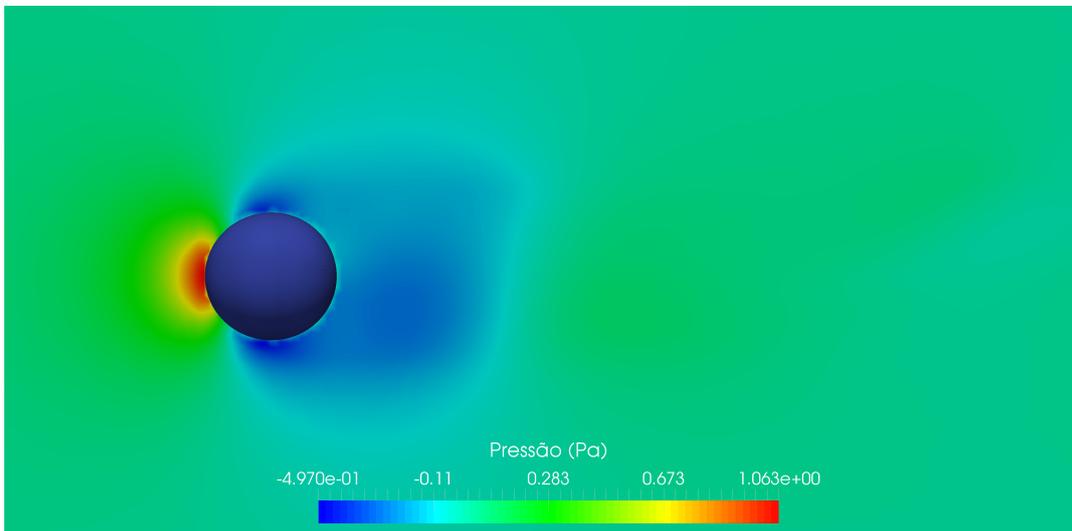


Figura 31: Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com  $Re = 300$

A tabela 7 apresenta os valores encontrados para o coeficiente de arrasto, sustentação e número de Strouhal. As figuras 32 e 33 mostram a variação dos coeficientes em relação ao tempo.

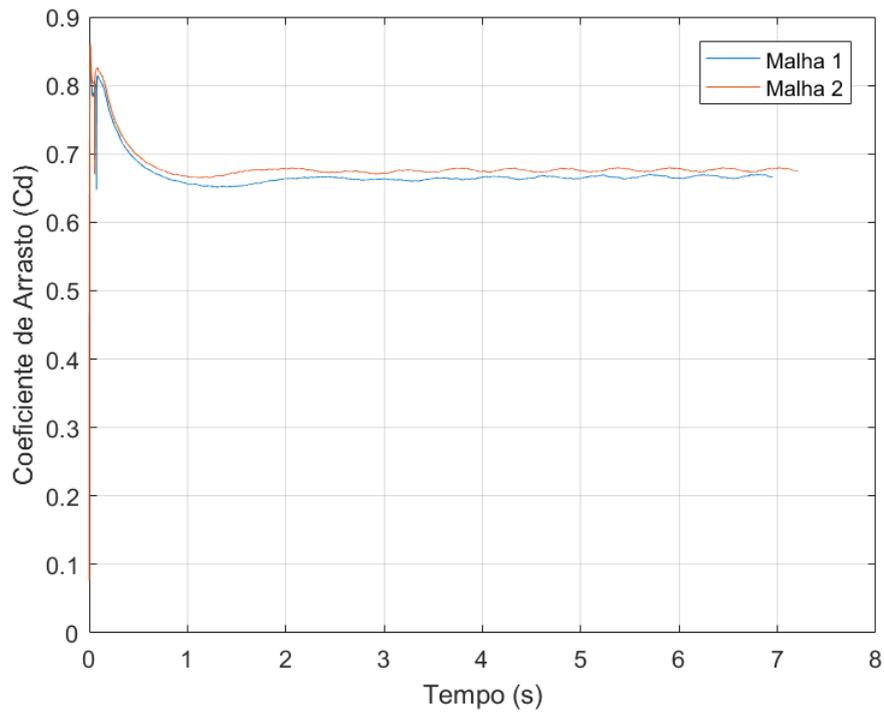


Figura 32: Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com  $Re = 300$

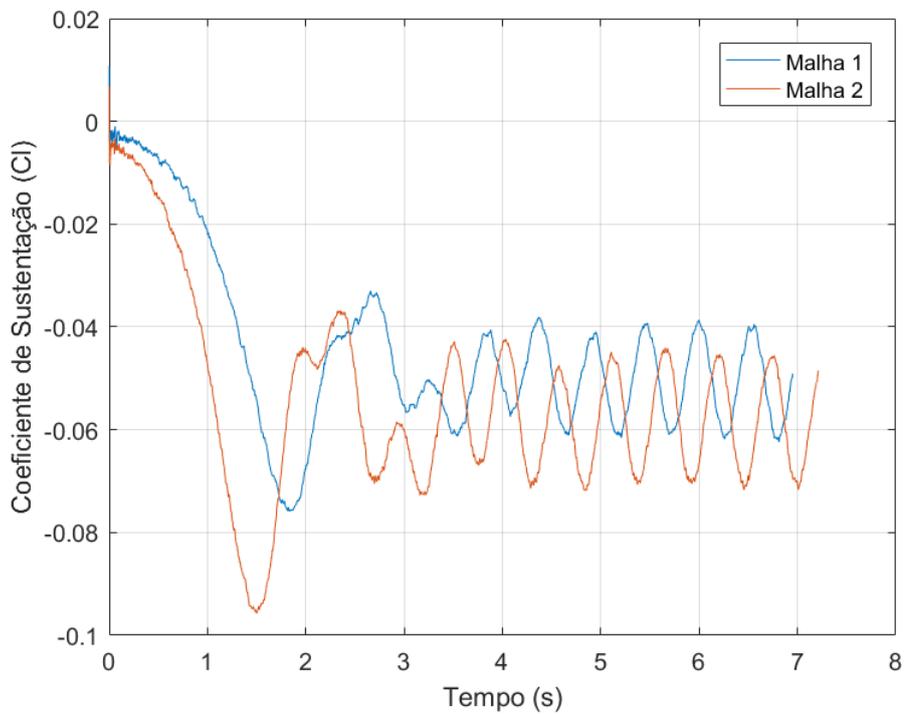


Figura 33: Valores de coeficiente de sustentação para a esfera com  $Re = 300$

Tabela 7: Resultados dos parâmetros do escoamento com  $Re = 300$

	Nº de Nós	$C_d$	$C_l$	$S_t$
Malha 1	1 605 522	0,666	-0,051	0,124
Malha 2	1 772 298	0,677	-0,059	0,124
(JOHNSON; PATEL, 1999)		0,657	-0,069	0,137
(CUI et al., 2017)		0,66	-0,067	0,135

### 7.1.3 Resultados da Simulação com Reynolds igual a 100 000

As figuras 34 e 35 mostram, respectivamente, os campos de velocidade e pressão do caso da esfera com Reynolds igual a 100 000. Através da representação do campo de velocidade, percebe-se uma emissão de vórtices mais intensa quando comparada com a figura 31, que representa a esteira gerada em Reynolds igual a 300. Nota-se pela figura 15 que para uma esfera lisa, até Reynolds 100 000 o valor do coeficiente de arrasto ainda não sofreu um queda, o que significa que nesse regime existe uma camada limite laminar e ainda deve-se observar uma emissão de vórtices periódicos.

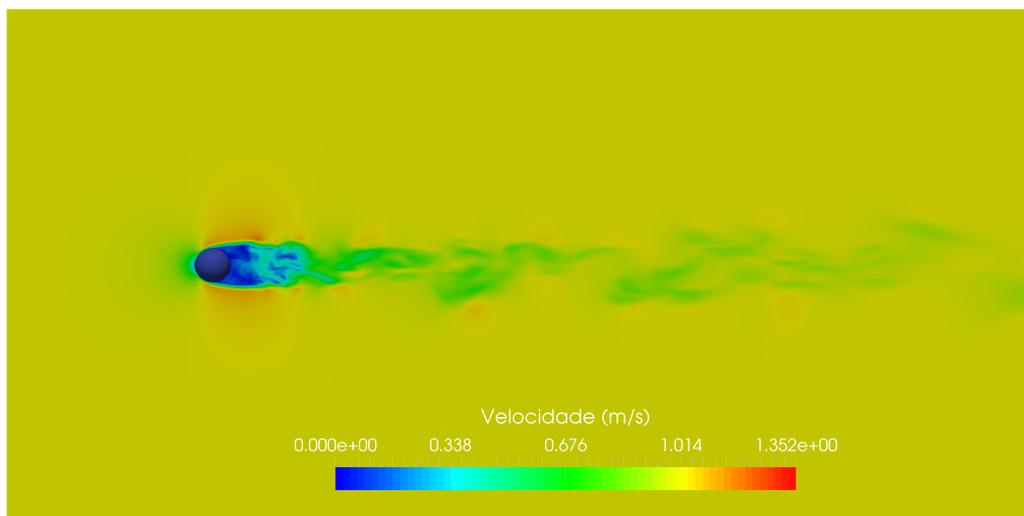


Figura 34: Campo de velocidade do escoamento em torno da esfera com  $Re = 100\ 000$

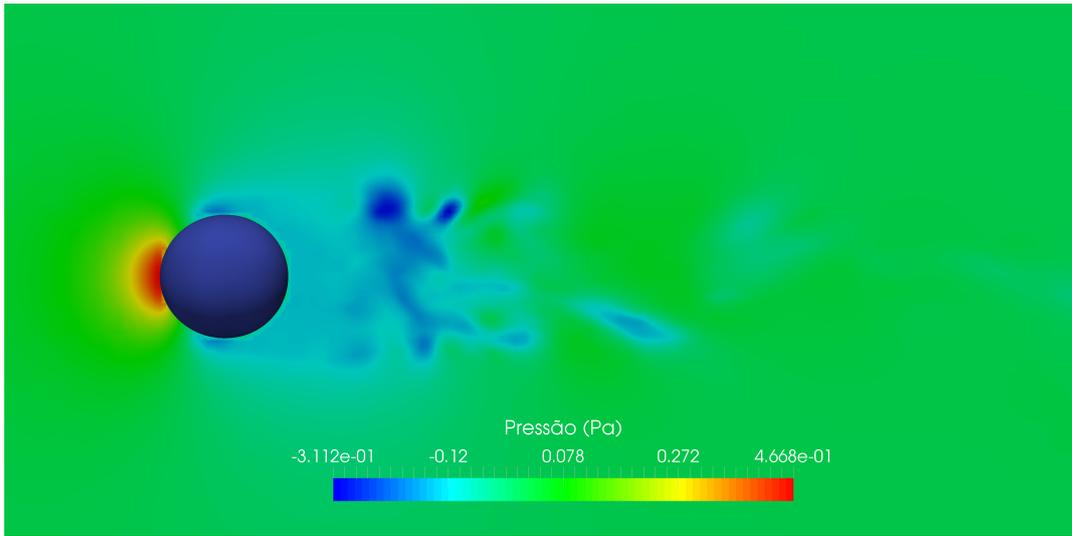


Figura 35: Campo de pressão do escoamento em torno da esfera com  $Re = 100\ 000$

Os valores encontrados para o coeficiente de arrasto podem ser observados na tabela 8. De acordo com a figura 15, espera-se um valor de coeficiente de arrasto em torno 0.5, porém os valores obtidos não são condizentes com o esperado.

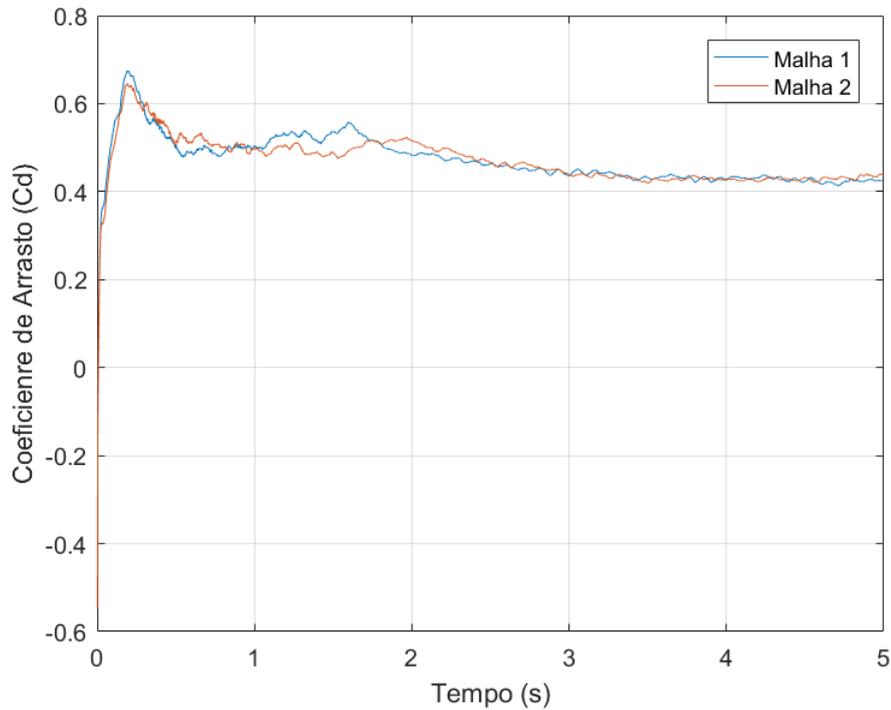


Figura 36: Valores de coeficiente de arrasto para a esfera com  $Re = 100\ 000$

Tabela 8: Resultados do coeficiente de arrasto da esfera com  $Re = 100\ 000$

	Nº de Nós	$C_d$
Malha 1	1 772 298	0,423
Malha 2	2 147 384	0,431

### 7.1.4 Considerações Sobre o Caso de Validação do Método de Fronteira Imersa

A existência de um caso de validação é de suma importância para qualquer trabalho que aborda simulação numérica, pois é durante a simulação de validação que a metodologia e o software utilizado é testado e aprovado ou não. No presente trabalho, a simulação do escoamento em torno da esfera foi utilizada para testar a acurácia do software em diferentes números de Reynolds.

O escoamento em torno da esfera com número de Reynolds igual a 150 apresentou resultados satisfatórios, visto que o campo de velocidade e linhas de corrente representaram o que é comprovado pela literatura. O coeficiente de arrasto encontrado também vai de encontro com valores da literatura, como mostra a figura 6.

Para o caso do escoamento com Reynolds igual a 300, a presença da esteira de vórtices periódicos, como demonstrado pela representação do campo de velocidade 31, representa uma acórdância com o que defende a literatura. Os resultados dos coeficiente de arrasto, sustentação e número de Strouhal encontrados pela simulação também são condizentes com os defendidos pela literatura. Especula-se que a pequena variação no número de Strouhal pode ser resultado do processo de cálculo utilizado, que se deu a partir da escolha manual de pontos de picos e vales da variação do coeficiente de sustentação.

O caso do escoamento em torno da esfera com Reynolds igual a 100 000 apresentou uma disparidade considerável entre o valor de coeficiente de arrasto obtido e o presente na literatura. Especula-se que essa diferença pode ser atribuída à dificuldade do método de fronteira imersa em trabalhar com altos valores de Reynolds.

## 7.2 Simulação do Atum Utilizando o Método de Fronteira Imersa

### 7.2.1 Resultados para a Simulação com Reynolds Igual a 100 000

As figuras 37 e 38 representam o campo de velocidade e pressão do escoamento em torno do peixe com Reynolds igual a 100 000.

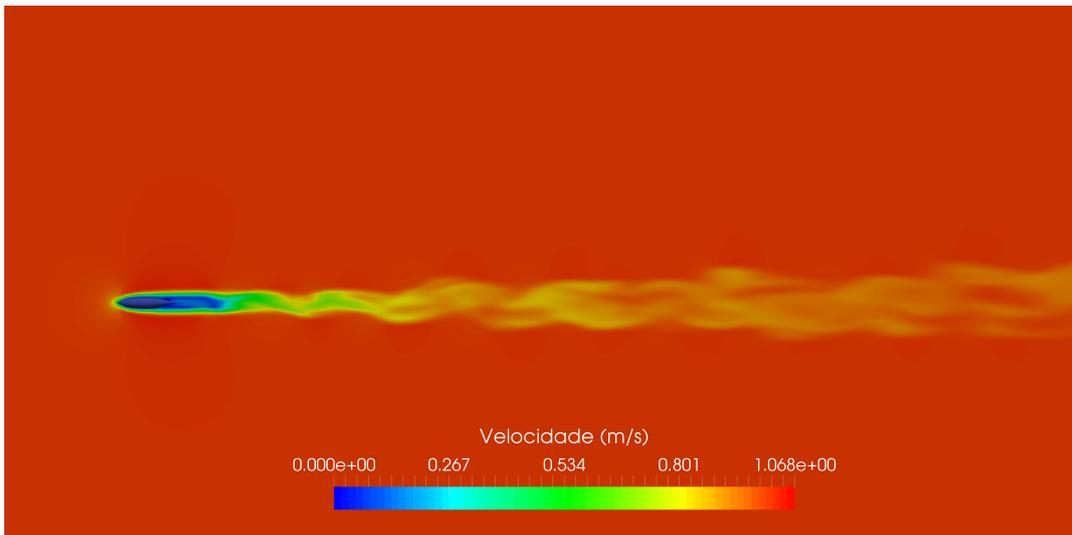


Figura 37: Campo de velocidade do escoamento em torno do peixe com  $Re = 100\ 000$

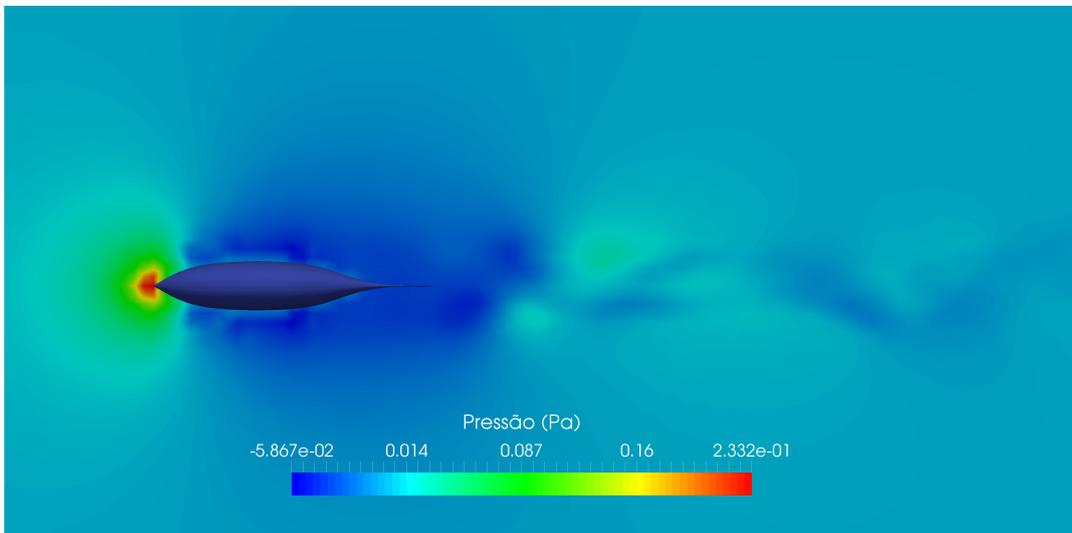


Figura 38: Campo de pressão do escoamento em torno do peixe com  $Re = 100\ 000$

### 7.2.2 Resultados para a Simulação com Reynolds igual a 1 000

Sabe-se que um número de Reynolds igual a 100 000, que descreve o do peixe escolhido nadando a uma velocidade de 1 m/s, representa um regime de transição entre um escoamento laminar e turbulento. Visto que o solver utilizado é laminar, escolheu-se simular o caso do peixe com Reynolds igual a 1 000 em busca de obter resultados mais confiáveis.

As figuras 39 e 40 representam, respectivamente, o campo de velocidade e pressão encontrados para o peixe com Reynolds igual a 1 000.

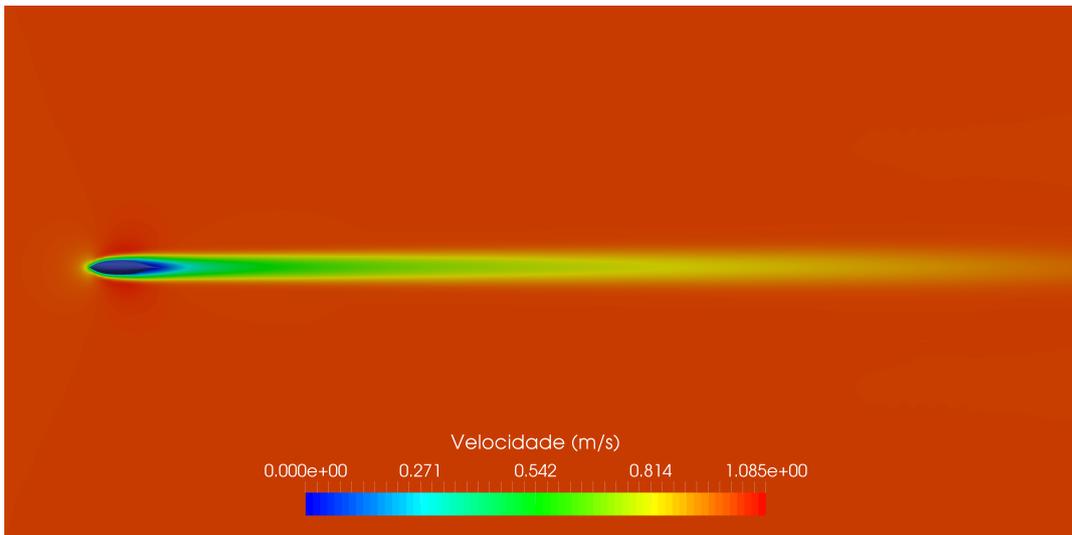


Figura 39: Campo de velocidade do escoamento em torno do peixe com  $Re = 1\ 000$

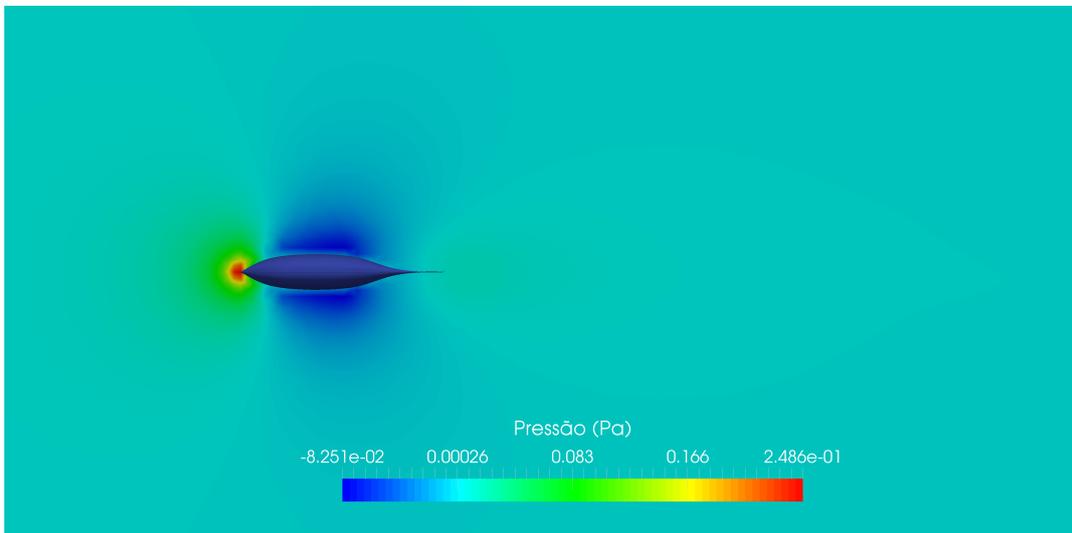


Figura 40: Campo de pressão do escoamento em torno do peixe com  $Re = 1\ 000$

A tabela 9 e a figura 41 mostram os valores de força de arrasto encontrado para cada malha simulada.

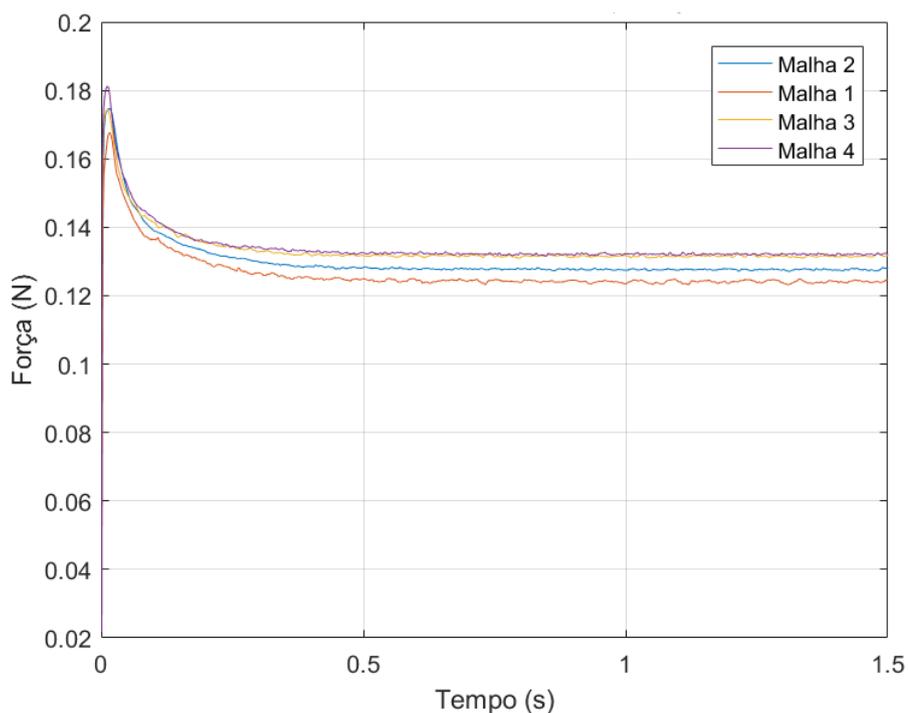


Figura 41: Valores de força de arrasto para o atum com  $Re = 1\ 000$

Tabela 9: Resultados da força de arrasto no atum com  $Re = 1\ 000$

	Nº de Nós	Força de Arrasto [N]
Malha 1	1 772 298	0,124
Malha 2	2 147 384	0,127
Malha 3	2 674 494	0,132
Malha 4	2 798 368	0,132

### 7.2.3 Considerações Sobre a Simulação do Atum

O objetivo de realizar uma simulação de validação da esfera com Reynolds igual a 100 000 era observar os resultados para um número de Reynolds igual ao da simulação do atum, já que ao considerar um escoamento de 1 m/s em torno do peixe obtém-se esse número de Reynolds. Como visto, o coeficiente de arrasto encontrado para a esfera em Reynolds igual a 100 000 não foi condizente com o valor da literatura. Para a simulação do atum em Reynolds igual a 100 000 outro fator causou estranheza.

A geração de uma esteira de vorticidade na simulação do atum em posição neutra, ou seja, sem deflexão de cauda, é um resultado não esperado. Sabe-se que o peixe, nessa configuração, é um corpo aerodinâmico que não deveria gerar uma esteira de vórtices quando submetido a um escoamento de 1 m/s na água. Simulações com outros métodos numéricos, apontam para esse caso uma esteira laminar.

A combinação entre essas dois fatores, inacurácia no cálculo do coeficiente de arrasto na esfera com Reynolds igual a 100 000 e da esteira de vorticidade presente no

caso do peixe com Reynolds igual a 100 000, reforçam a ideia de que, provavelmente, o método de fronteira imersa presente no software OpenFOAM não é adequado para simular escoamentos com altos número de Reynolds. Supõe-se que essa esteira de vórtices não esperada é resultado de erros numéricos associados à discretização da equação de Navier-Stokes.

Especula-se que, para prezar a estabilidade, o solver laminar do método de fronteira imersa do software OpenFOAM promove uma discretização de primeira ordem do termo advectivo da equação de Navier-Stokes. A consequência dessa abordagem é um aumento no erro associado à viscosidade, denominado viscosidade numérica, o que resulta em formações de vórtices onde não deveria existir uma esteira de vorticidade.

Uma simulação do atum com Reynolds igual a 1 000 foi realizada buscando-se obter resultados condizentes. Nota-se para essa simulação a presença de uma esteira laminar à jusante do peixe 39, o que representa um resultado condizente. O campo de pressão calculado, figura 40, é nitidamente simétrico, o que pode ser considerado outro resultado condizente visto que a geometria também é simétrica.

## 7.3 Simulação do Lambari Utilizando Malha Dinâmica

### 7.3.1 Simulação Estática

#### 7.3.1.1 Resultados Para a Simulação Estática com Reynolds igual a 120 000

A tabela 10 apresenta os valores de força de arrasto encontrados para cada malha simulada.

Tabela 10: Resultados da força de arrasto do lambari com  $Re = 120\ 000$

	<b>Nº de Elementos</b>	<b>Força de Arrasto [N]</b>
Malha 1	1 641 500	0,0984
Malha 2	2 023 987	0,0942
Malha 3	2 263 089	0,0936

As figuras 42 e 43 apresentam, respectivamente, o campo de velocidade e de pressão para o caso do lambari estático com Reynolds igual a 120 000.

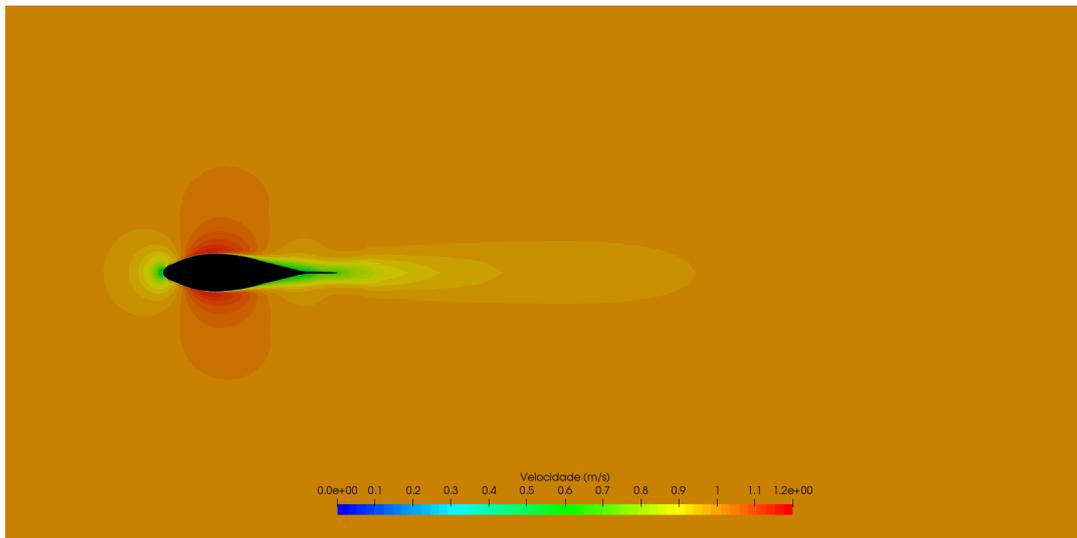


Figura 42: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$

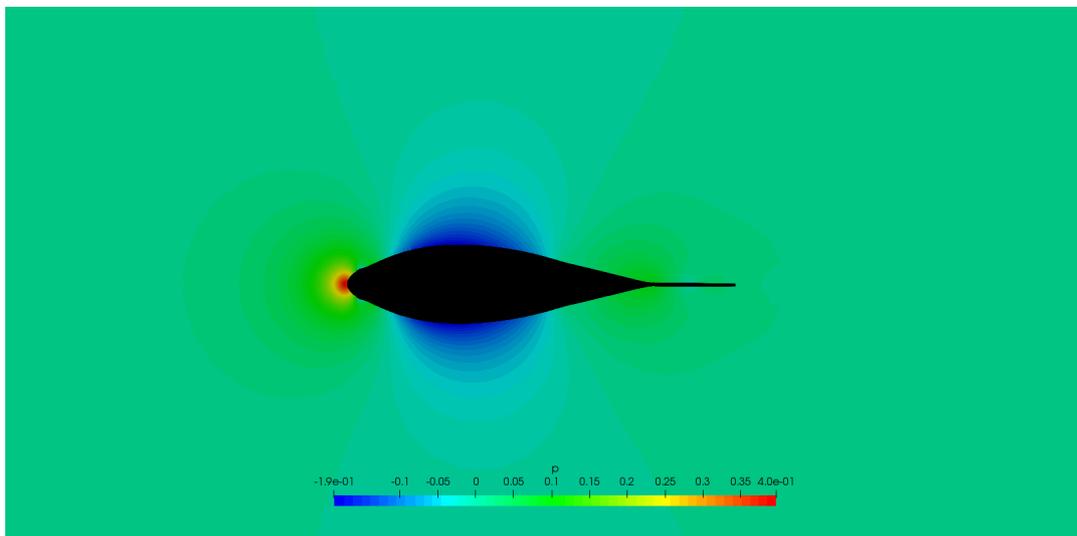


Figura 43: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$

### 7.3.1.2 Resultados Para a Simulação Estática com Reynolds igual a 12 000

Como dito na seção 6.4.3, a simulação estática com Reynolds igual a 12 000 foi realizada apenas com a malha mais refinada, malha de 2 263 089 elementos. Encontrou-se, então, um valor de força de arrasto igual a 0,1106 N.

As figuras 44 e 45 apresentam, respectivamente, o campo de velocidade e o campo de pressão para o caso do lambari estático com Reynolds igual a 12 000.

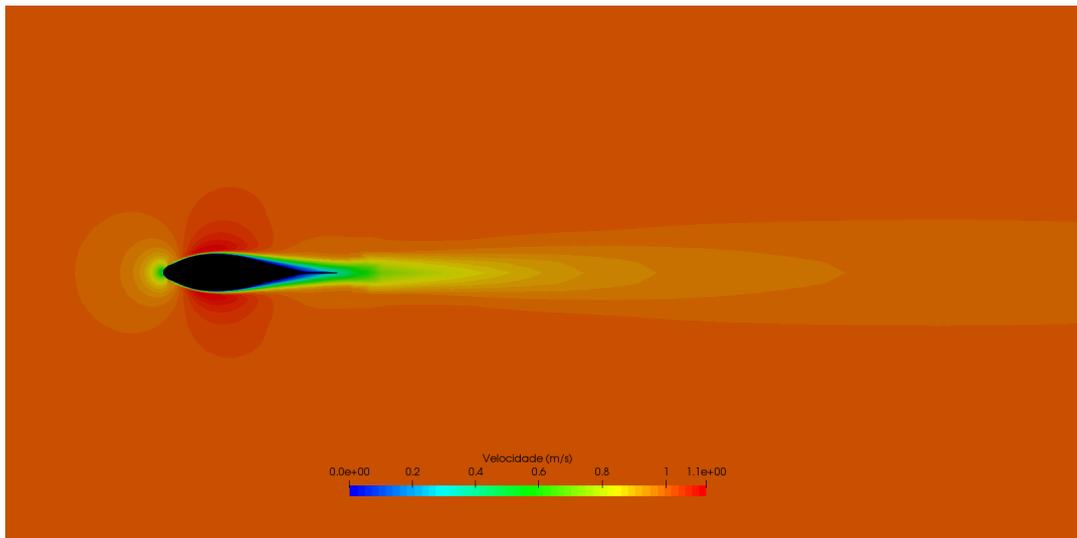


Figura 44: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$

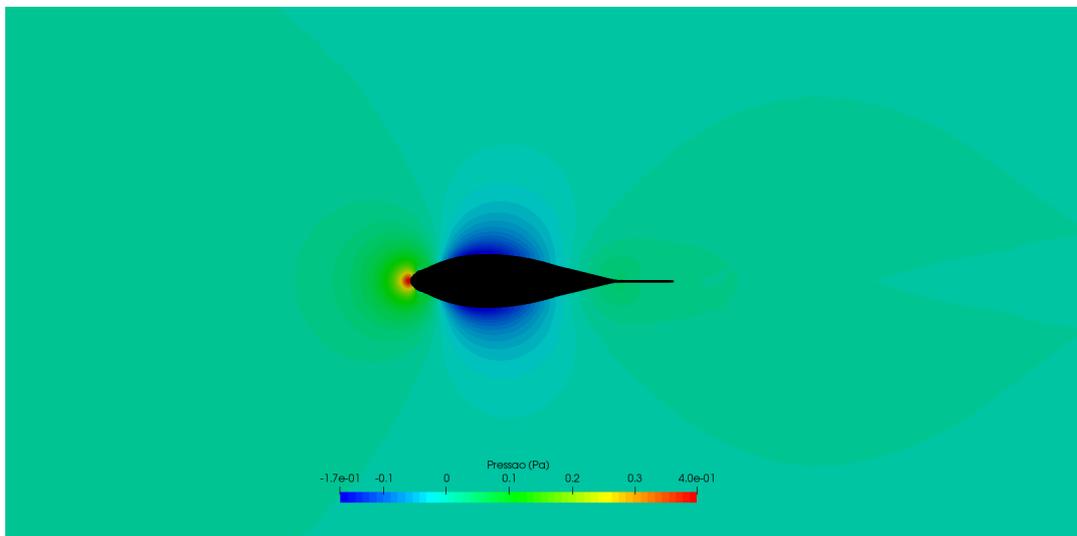


Figura 45: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$

### 7.3.2 Simulação Dinâmica

A seguir serão apresentados os resultados obtidos na simulação do lambari utilizando o método de volumes finitos com malha móvel para os dois regimes de Reynolds estudados.

#### 7.3.2.1 Resultados Para a Simulação Dinâmica com Reynolds igual a 12 000

##### 7.3.2.1.1 Campos de Velocidade

As figuras 46, 47, 48 e 49 apresentam, respectivamente, os campos de velocidade obtidos para simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3, 0,4 e 0,6.

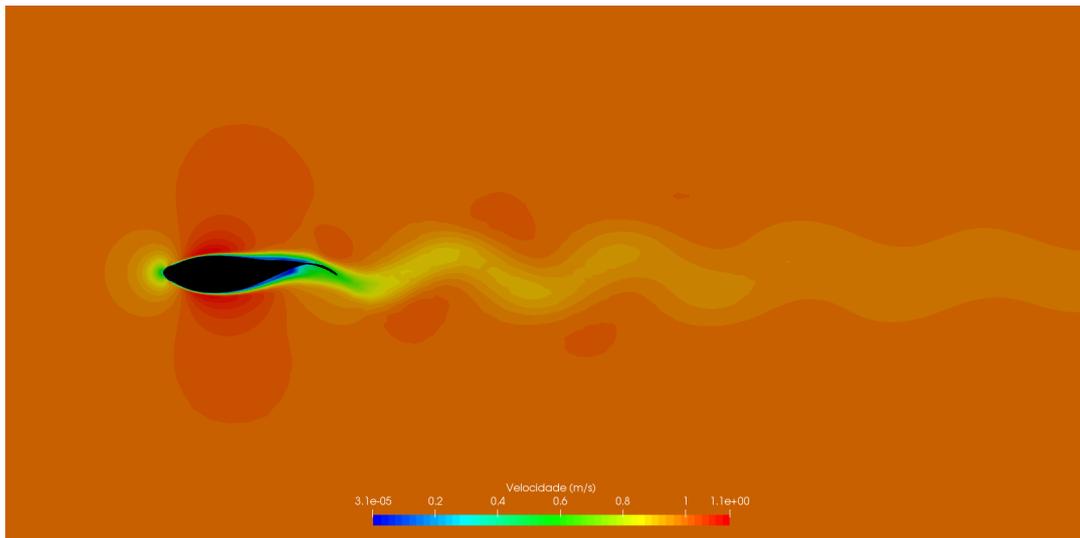


Figura 46: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.2$

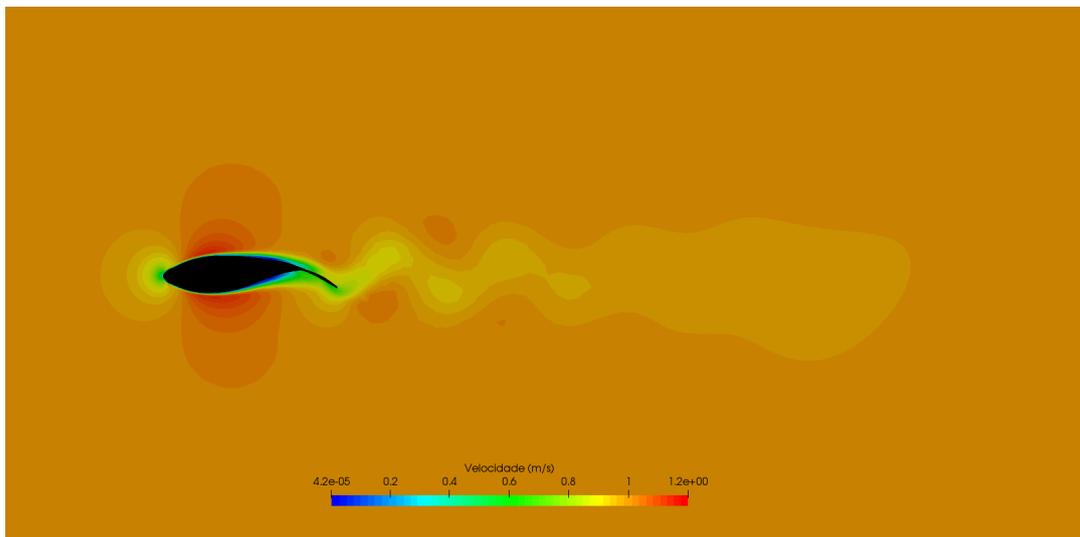


Figura 47: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.3$

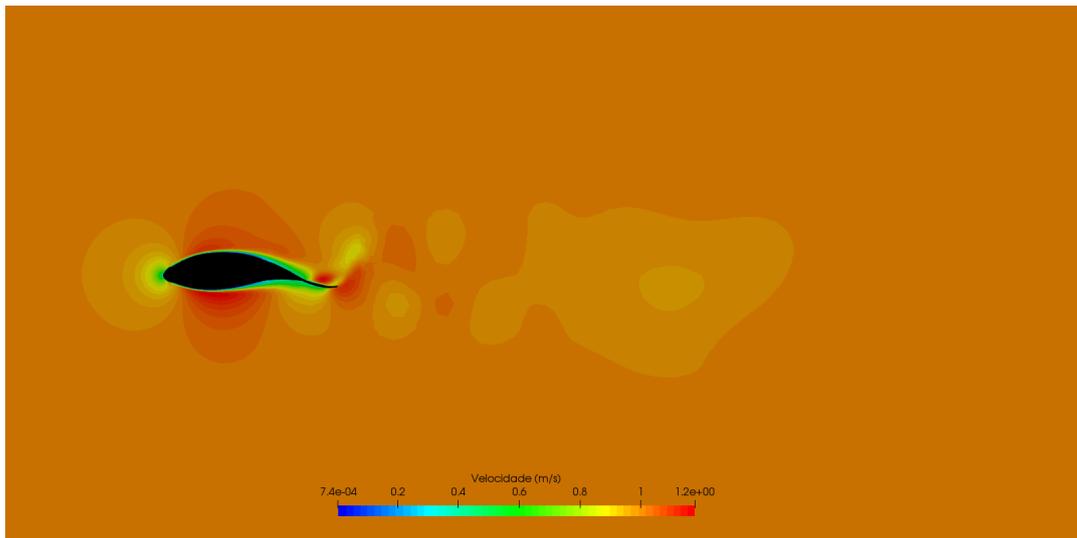


Figura 48: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.4$

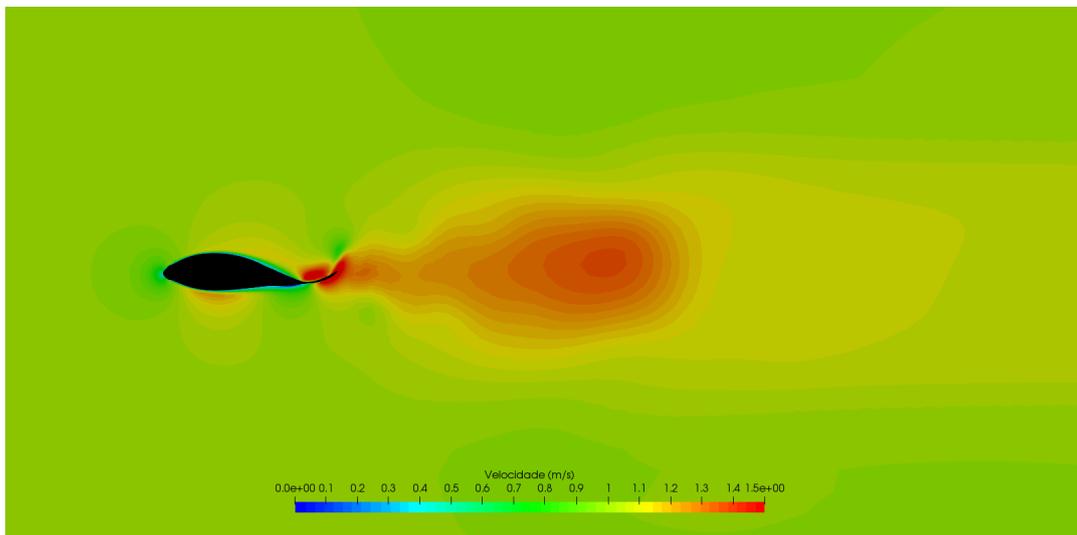


Figura 49: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.6$

#### 7.3.2.1.2 Vorticidade Adimensional

As figuras 50, 51, 52 e 53 apresentam, respectivamente, as vorticidades adimensionais obtidos para simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3, 0,4 e 0,6.

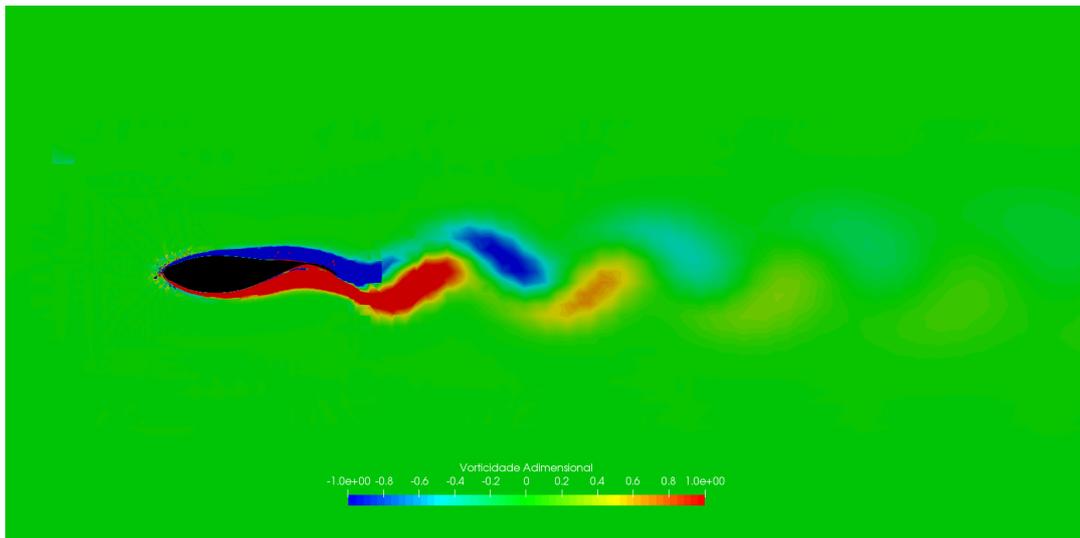


Figura 50: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.2$

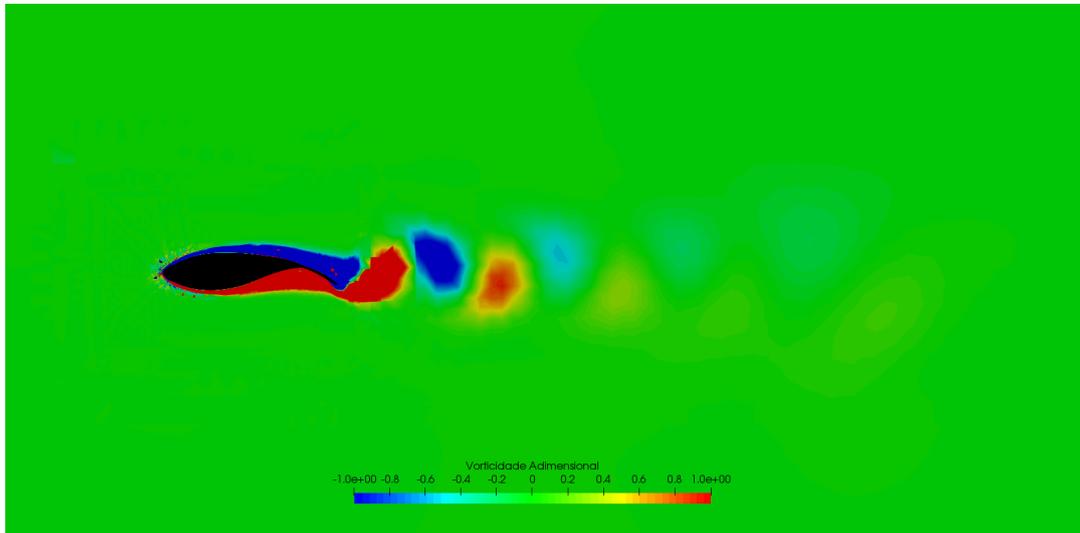


Figura 51: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.3$

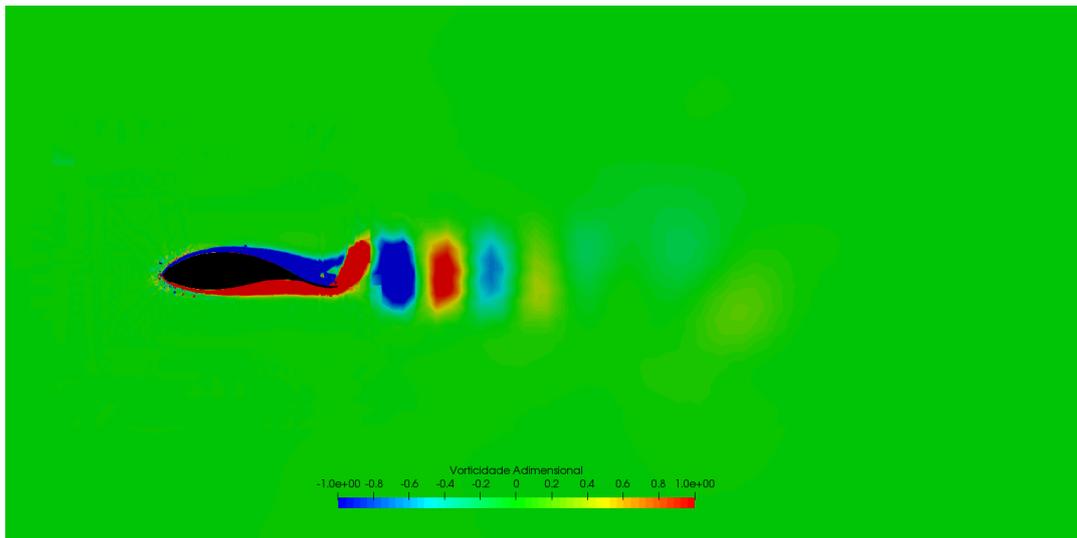


Figura 52: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.4$

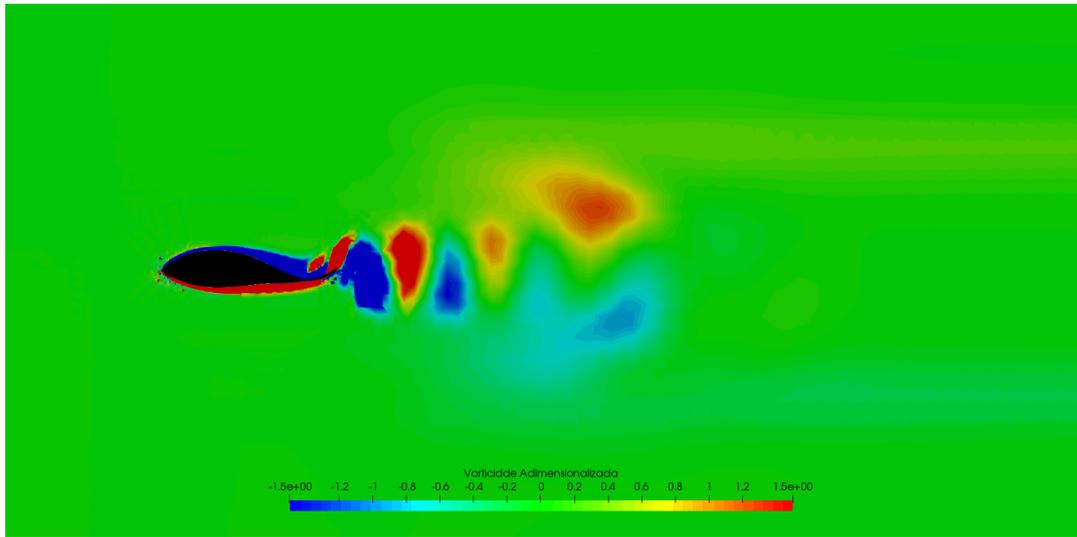


Figura 53: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.6$

### 7.3.2.1.3 Visualização Tridimensional dos Vórtices

As figuras 54, 55, 56 e 57 apresentam, respectivamente, as visualização tridimensional dos vórtices obtidos para simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3, 0,4 e 0,6.

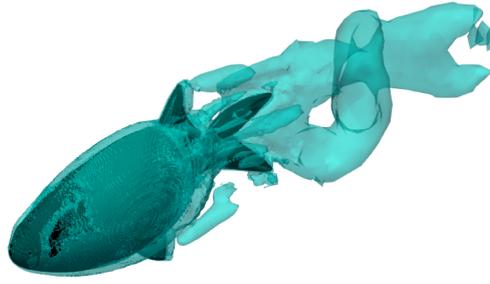


Figura 54: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.2$

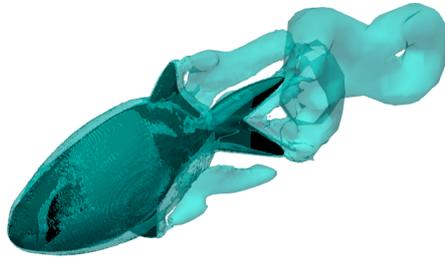


Figura 55: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.3$

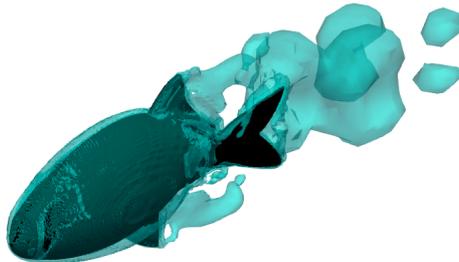


Figura 56: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.4$



Figura 57: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.6$

#### 7.3.2.1.4 Campos de Pressão

As figuras 58, 59, 60 e 61 apresentam, respectivamente, os campos de pressão obtidos para simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3, 0,4 e 0,6.

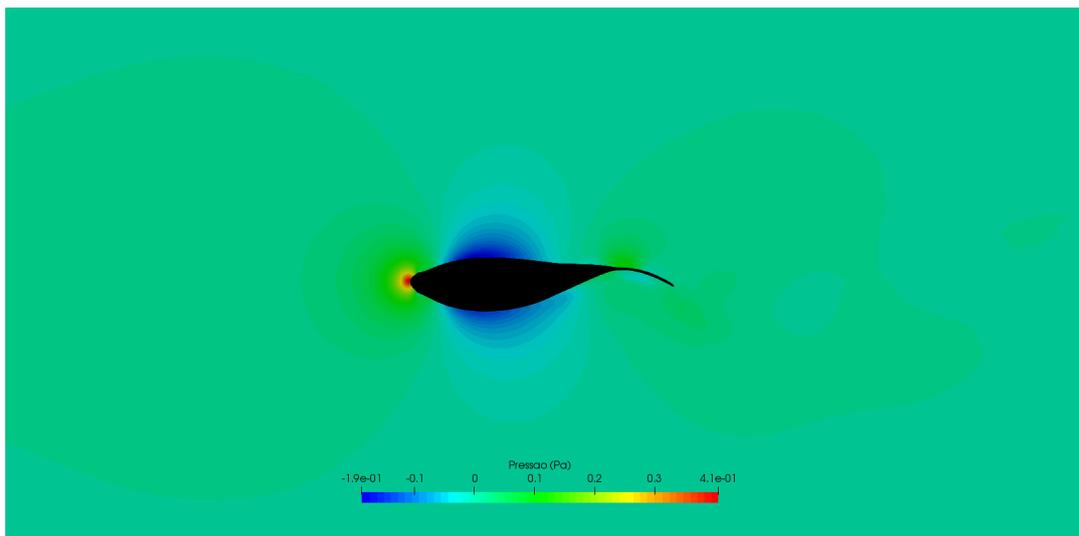


Figura 58: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.2$

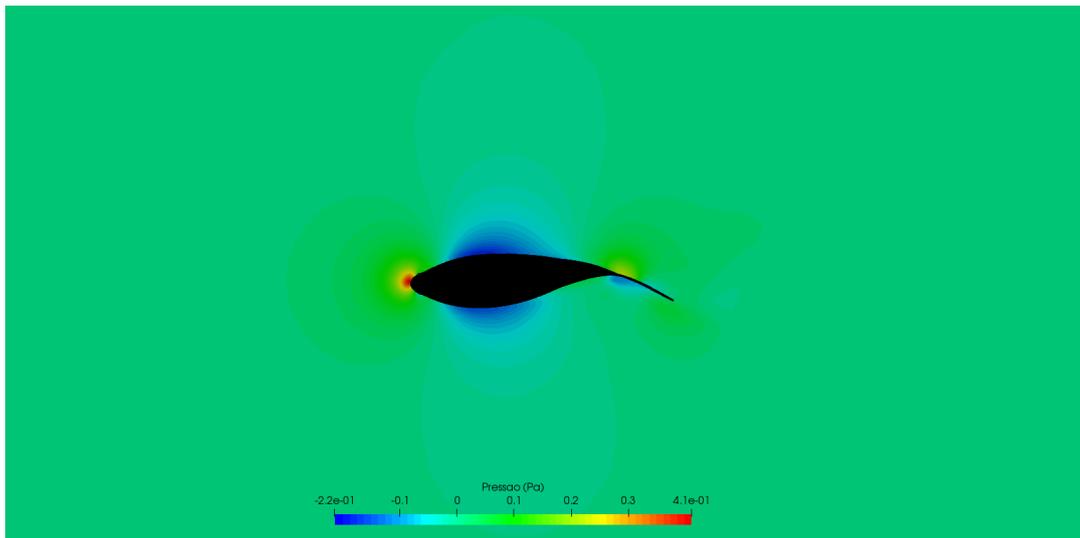


Figura 59: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.3$

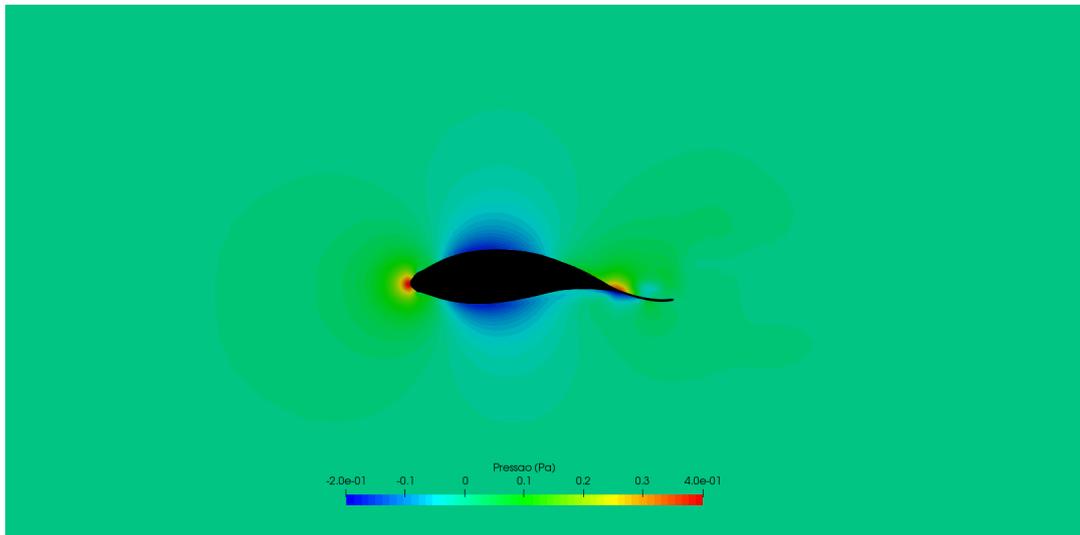


Figura 60: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.4$

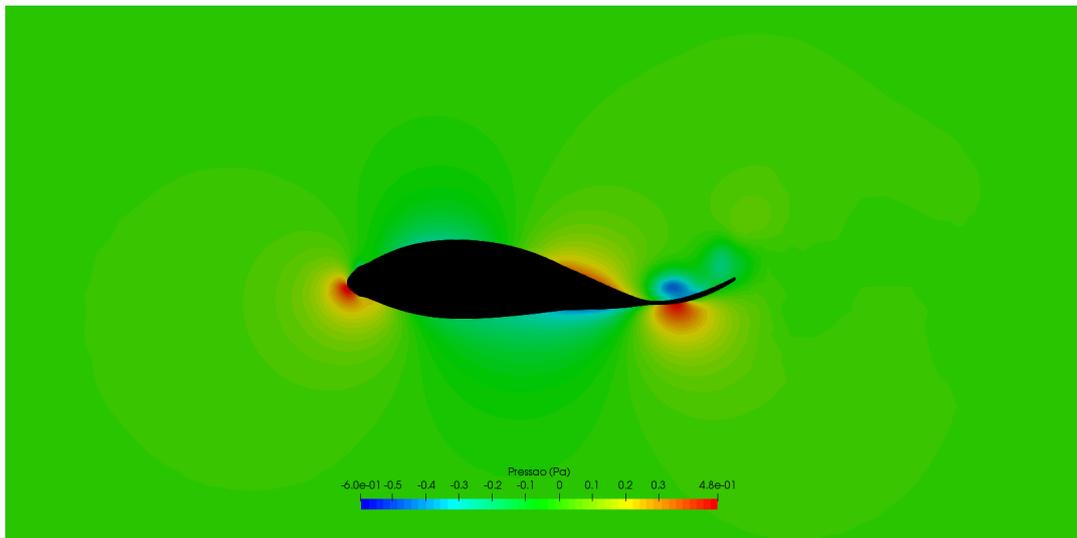


Figura 61: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 12\ 000$  e  $St = 0.6$

### 7.3.2.2 Resultados Para a Simulação Dinâmica com Reynolds igual a 120 000

#### 7.3.2.2.1 Campos de Velocidade

As figuras 62, 63 e 64 apresentam, respectivamente, os campos de velocidade obtidos nas simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4.

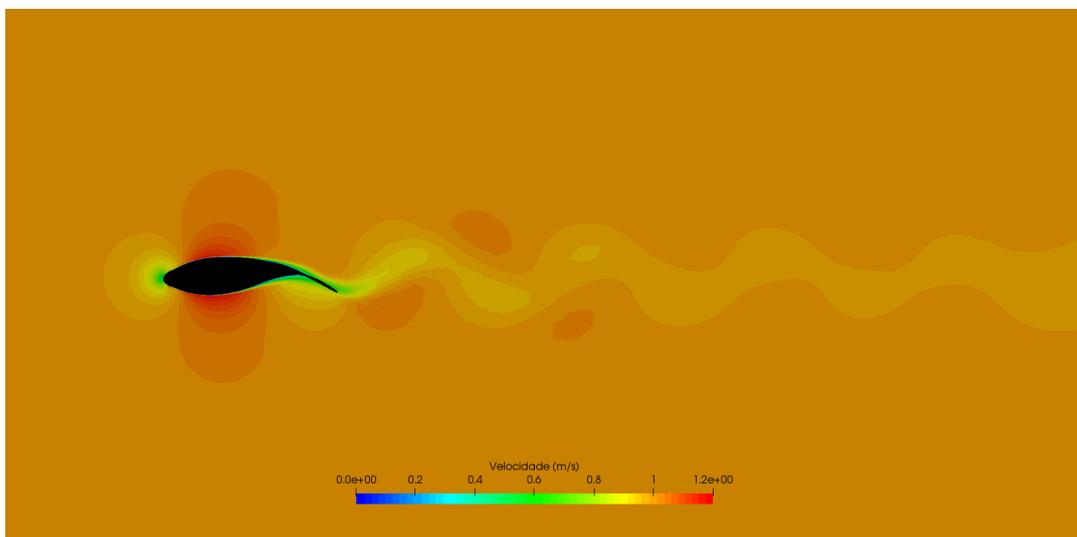


Figura 62: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.2$

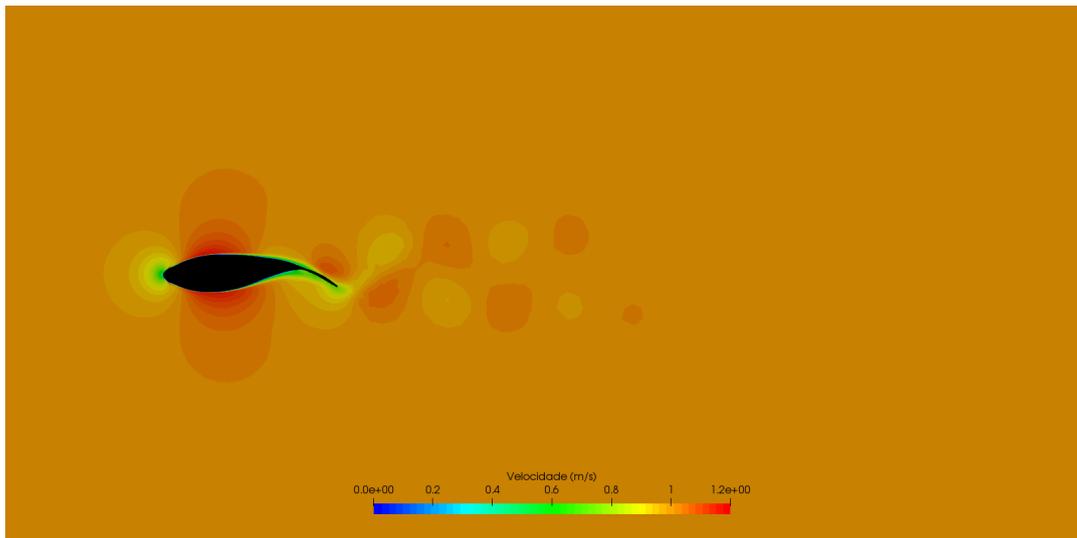


Figura 63: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.3$

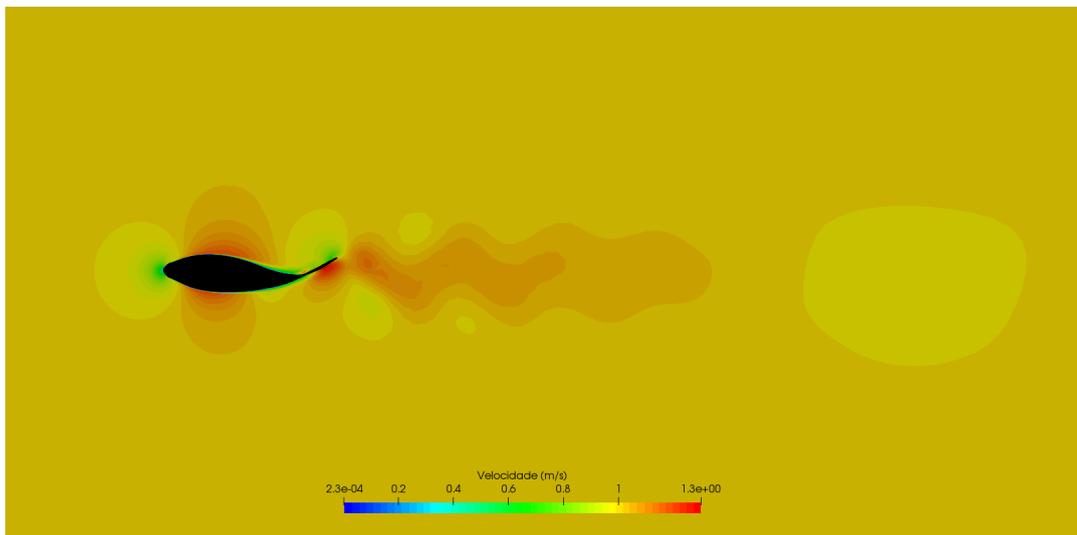


Figura 64: Campo de velocidade do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.4$

#### 7.3.2.2.2 Vorticidade Adimensional

As figuras 65, 66 e 67 apresentam, respectivamente, as vorticidades adimensionais obtidas nas simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4.

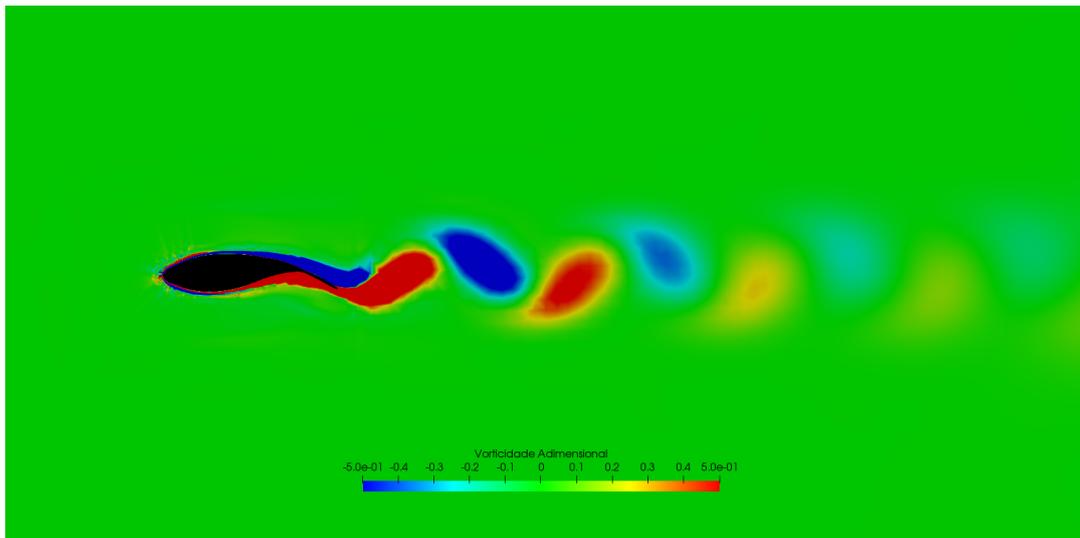


Figura 65: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.2$

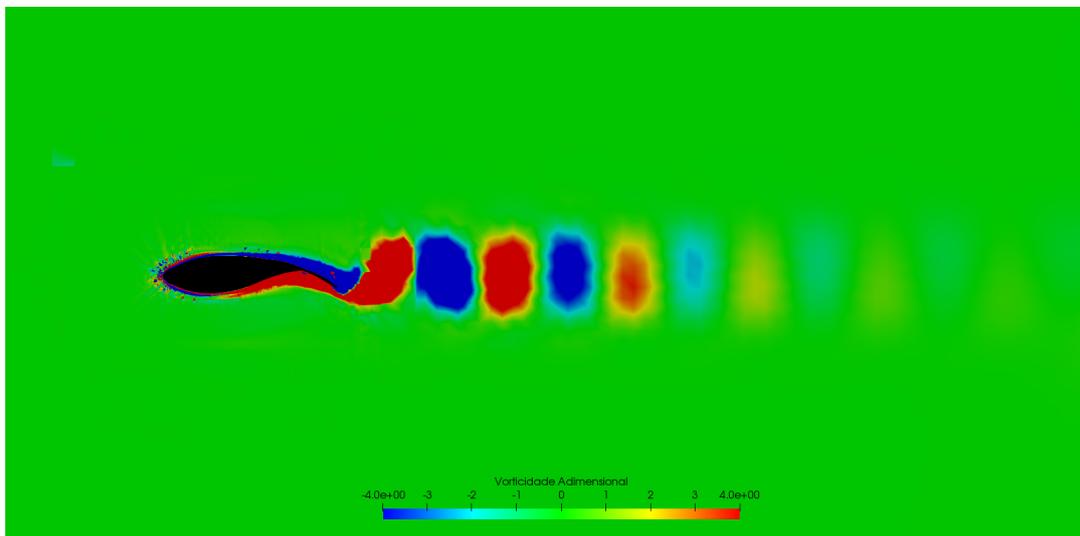


Figura 66: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.3$

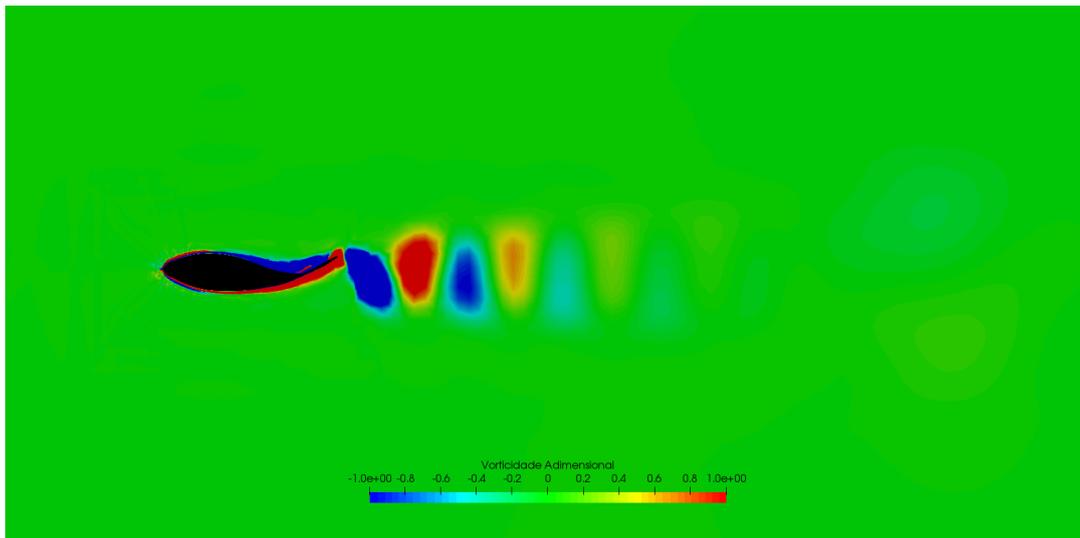


Figura 67: Vorticidade adimensional no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.4$

### 7.3.2.2.3 Representação Tridimensional dos Vórtices

As figuras 68, 68 e 68 apresentam, respectivamente, os vórtices tridimensionais obtidos nas simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4.



Figura 68: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.2$

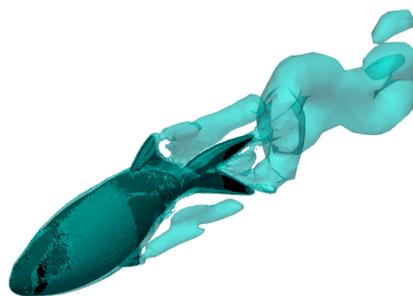


Figura 69: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.3$



Figura 70: Representação 3D dos vórtices no caso do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.4$

#### 7.3.2.2.4 Campos de Pressão

As figuras 71, 71 e 71 apresentam, respectivamente, os campos de pressão obtidos nas simulações com números de Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4.

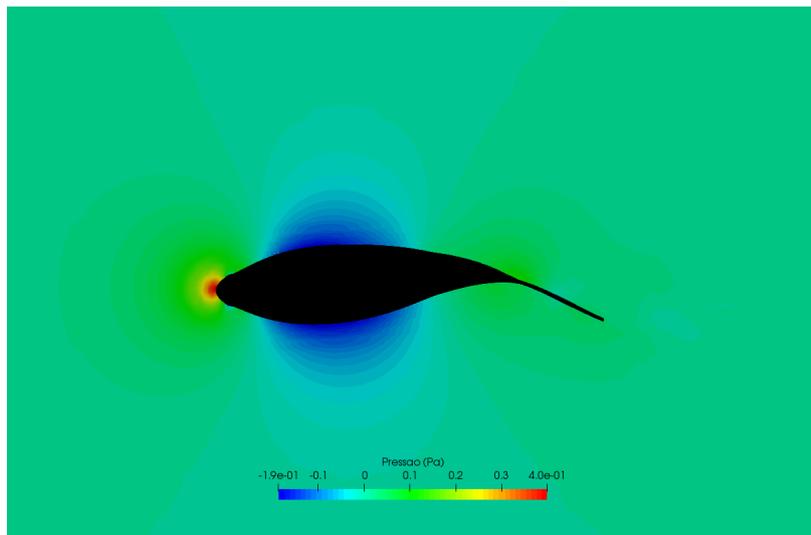


Figura 71: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.2$

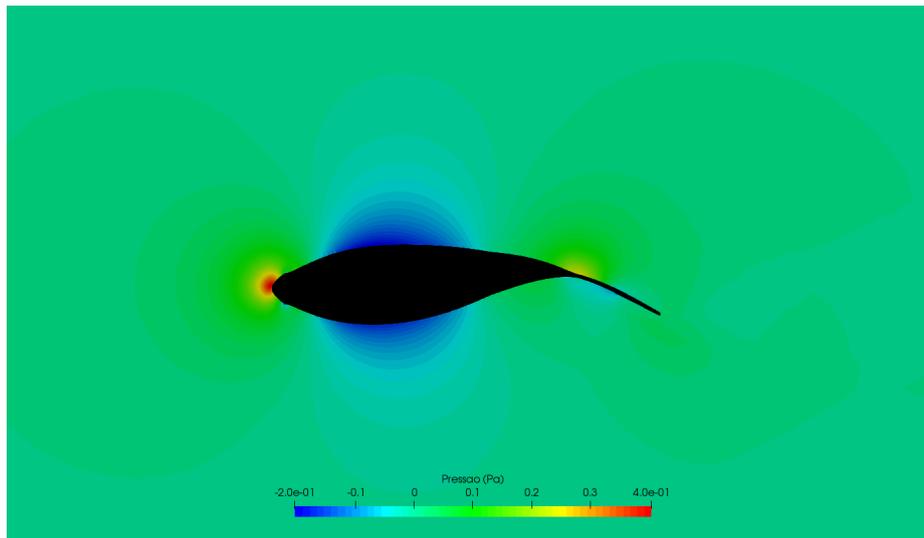


Figura 72: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.3$

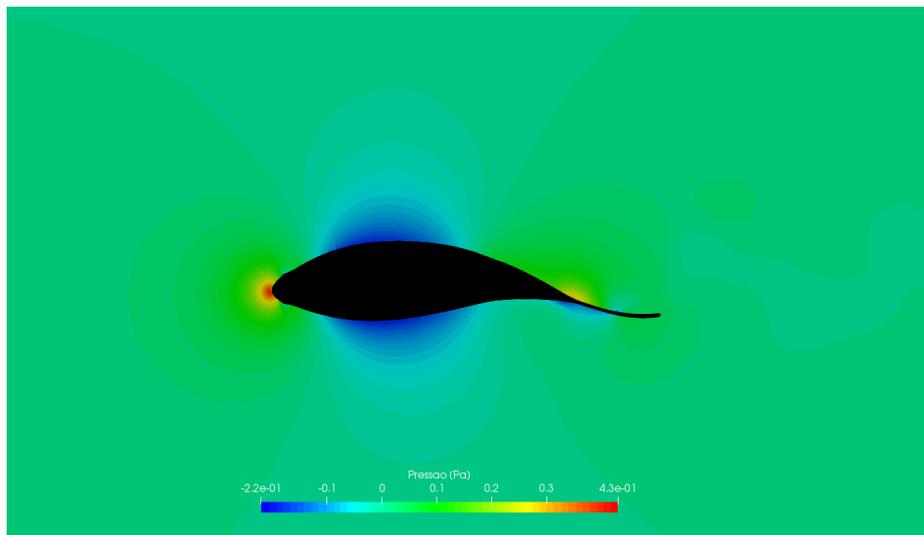


Figura 73: Campo de pressão do escoamento em torno do lambari com  $Re = 120\ 000$  e  $St = 0.4$

### 7.3.3 Considerações Sobre a Simulação do Lambari

#### 7.3.3.1 Simulação Estática

A realização de um estudo de convergência de malha para o caso do lambari estático foi fundamental para garantir a confiabilidade do resultado da força de arrasto encontrada. Devido ao grande poder computacional que uma simulação com modelo de turbulência com mais de 2 263 089 elementos requer, não foi possível realizar outras simulações com malhas malha mais refinadas buscando encontrar um valor que representasse a convergência total, ou seja, dois valores de força arrasto idênticos para duas malhas diferentes, como foi feito para a simulação do atum com o método de fronteira imersa.

Porém, observa-se um comportamento monotônico nas malhas simuladas, já que a força de arrasto se apresenta menor a cada refinamento de malha. Além disso, a diferença percentual entre a simulação com a malha 1 e a malha 2 é de 4,26%, e da malha 2 com a malha 3 é de 0,64%. Esses dois indícios, comportamento monotônico e drástica redução do erro percentual das simulações consecutivas, já são suficientes para garantir que a simulação com a malha 3 apresenta um resultado válido, próximo do valor de convergência absoluta.

Nota-se que o valor da força de arrasto para o caso do lambari com Reynolds igual a 12 000, 0,1106N, é menor que a força de arrasto para o caso com Reynolds igual a 120 000, 0,0936N. De fato esse comportamento era esperado, já que a camada limite do caso com menor Reynolds está menos energizada, o que resulta em um maior arrasto de forma, pois o descolamento da camada acontece antes, gerando uma esteira mais significativa.

Os campos de pressão encontrados para ambos casos estáticos, figuras 45 e 43, também apresentam resultados condizentes. O ponto de maior pressão na ponta da cabeça do peixe mostra claramente um ponto de estagnação e a simetria relativa ao extra e intradorso do peixe é resultado direto da simetria da geometria.

### 7.3.3.2 Simulação Dinâmica

Ao analisar as figuras referentes aos campos de velocidades, vorticidades adimensionalizadas e visualizações tridimensionais dos vórtices, é possível observar que o comportamento do escoamento a jusante do lambari é notoriamente influenciado pelo número de Reynolds do escoamento e frequência de nado do peixe.

O padrão observado por Borazjani e Sotiropoulos (2008) de geração de uma linha de emissão de vórtices periódicos, gerando uma esteira de Von Karman, para baixos números de Strouhal pode ser constatado nas figuras referentes à vorticidade adimensionalizada em ambos os Reynolds para os valores de Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4 para ambos os Reynolds. Essa esteira relativa a números de Strouhal baixo permanece confinada a uma região estreita à jusante do peixe, sempre centralizada com o eixo longitudinal do peixe. Porém, o aumento do número de Strouhal proporciona uma mudança de comportamento da esteira de vorticidade.

A medida que o número de Strouhal aumenta, observa-se uma produção de vórtices mais desorganizados nos dois . Em um primeiro momento, a esteira que antes era confinada à uma região estreita à jusante do peixe, passa a se divergir e espalhar em um formato de leque, podendo chegar ao caso em que duas esteiras divergentes começam a ser formadas (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008). Nota-se na figura 53, que representa a vorticidade gerada por um número de Strouhal igual a 0.6 no regime de Reynolds igual a 12 000, a existência de uma esteira única com vórtices divergentes. A divergência dos vórtices se dá ao fato de que um maior número de Strouhal resulta em uma maior velocidade lateral de movimento da cauda em relação à velocidade axial do escoamento,

empurrando, assim, os vórtices para longe do eixo axial do peixe. Provavelmente seria possível visualizar a formação da esteira dupla caso uma simulação com um número de Strouhal ainda maior tivesse sido realizada.

Comparando agora os mesmos números de Strouhal em dois regimes de Reynolds distintos, observa-se que para o menor número de Reynolds a espessura da esteira formada é maior. Esse comportamento acontece devido à presença de uma maior parcela dos efeitos difusivos no caso de menor Reynolds.

Ao observar as figuras que apresentam a visualização tridimensional dos vórtices, nota-se uma única sequência de vórtices conectados entre si, na qual o final de um vórtice está imediatamente conectado ao início de outro, exatamente como encontrado por [Lighthill \(1969\)](#).

### 7.3.3.3 Efeito dos Números de Reynolds e Strouhal na Força Atuante no Peixe

Para estudar o efeito do número de Reynolds e Strouhal na força de arrasto deve-se, primeiramente, definir o que é o coeficiente de força. O coeficiente de força  $C_f$  é a relação entre a força de arrasto atuante no peixe em movimento do peixe em relação à força estática calculada.

$$C_f = \frac{\text{Força de arrasto dinâmica}}{\text{Força de arrasto estática}} \quad (7.1)$$

Como a força de arrasto dinâmica varia a cada time-step da simulação, já que a cada time-step o peixe se encontra em um posição diferente, o coeficiente de força também varia de acordo com o movimento. As figuras [74](#) e [75](#) apresentam, respectivamente, a variação do coeficiente de força para cada número de Strouhal nos regimes de Reynolds igual a 12 000 e 120 000.

A variação do sinal do coeficiente de força, ora negativo, ora positivo, se deve ao fato de a força ser de arrasto ou propulsão. Um coeficiente de força positivo significa que a força atuante no peixe naquele instante está no mesmo sentido da força atuante no peixe no caso estático. Já um coeficiente de força negativo significa que naquele instante a força está no sentido oposto ao da força atuante no caso do peixe estático, ou seja, é uma força de propulsão. Um coeficiente de força nulo representa um equilíbrio de forças, situação na qual a força de propulsão exercida pelo movimento ondulatório do peixe se iguala à força de arrasto do caso estático.

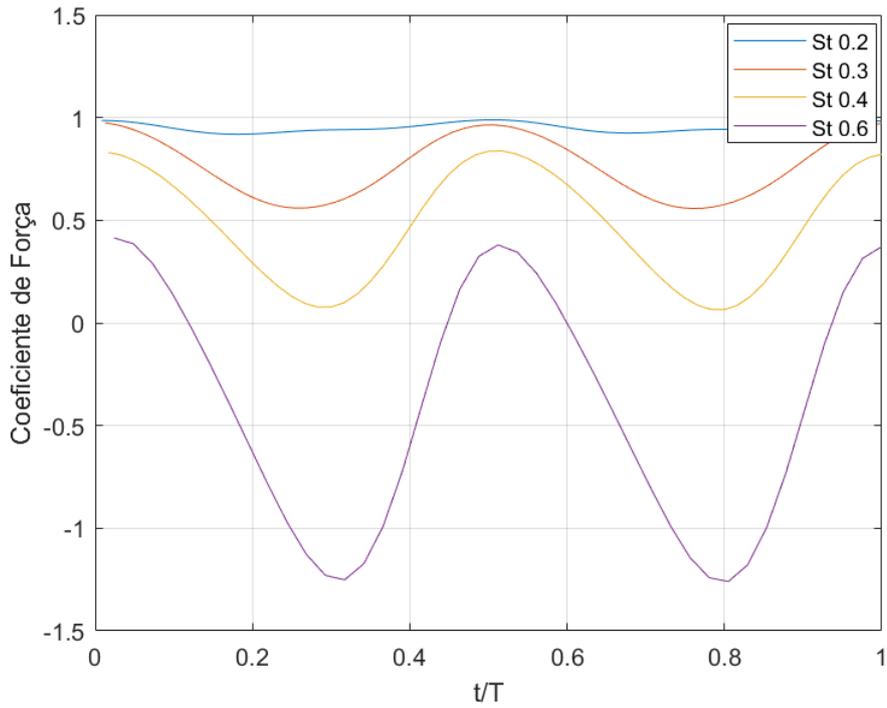


Figura 74: Coeficiente de força em função do tempo adimensionalizado para Reynolds igual a 12 000

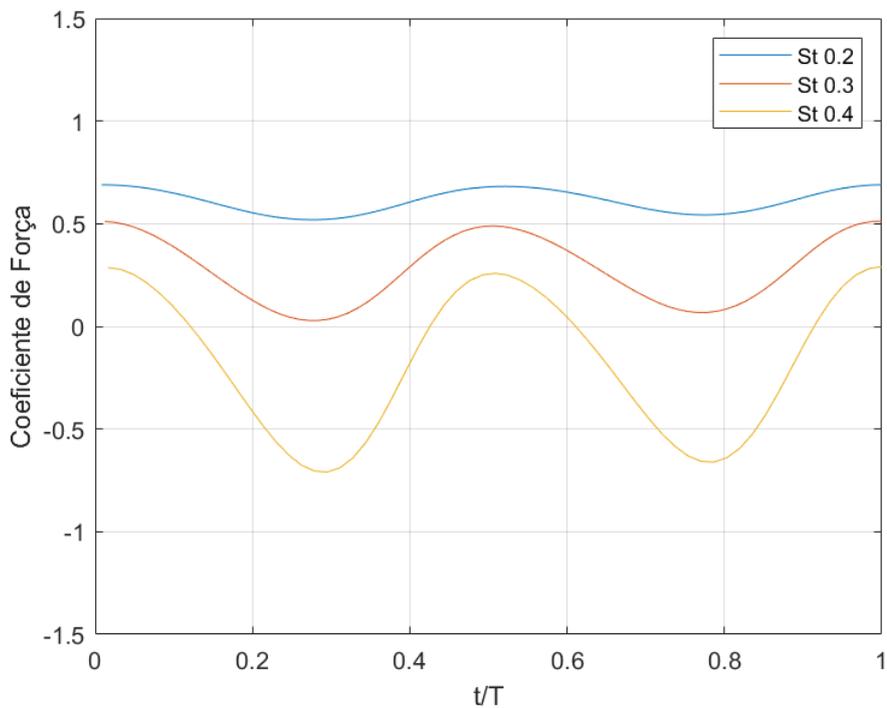


Figura 75: Coeficiente de força em função do tempo adimensionalizado para Reynolds igual a 120 000

O foco principal dessa análise é definir a partir de que Strouhal o peixe em questão passa a gerar uma força de propulsão. Contudo, para saber a natureza da força atuante,

deve-se determinar a força média referente à variação senoidal de força relacionada a cada Strouhal. A partir da determinação da força média, pode-se determinar o coeficiente de força médio. Vale lembrar que a simulação foi setada com uma velocidade de escoamento igual a 1 m/s, portanto um coeficiente de força médio nulo significa que o peixe está nadando a uma velocidade constante de 1 m/s. a figura 76 apresenta a variação do coeficiente de força médio para cada Strouhal estudado.

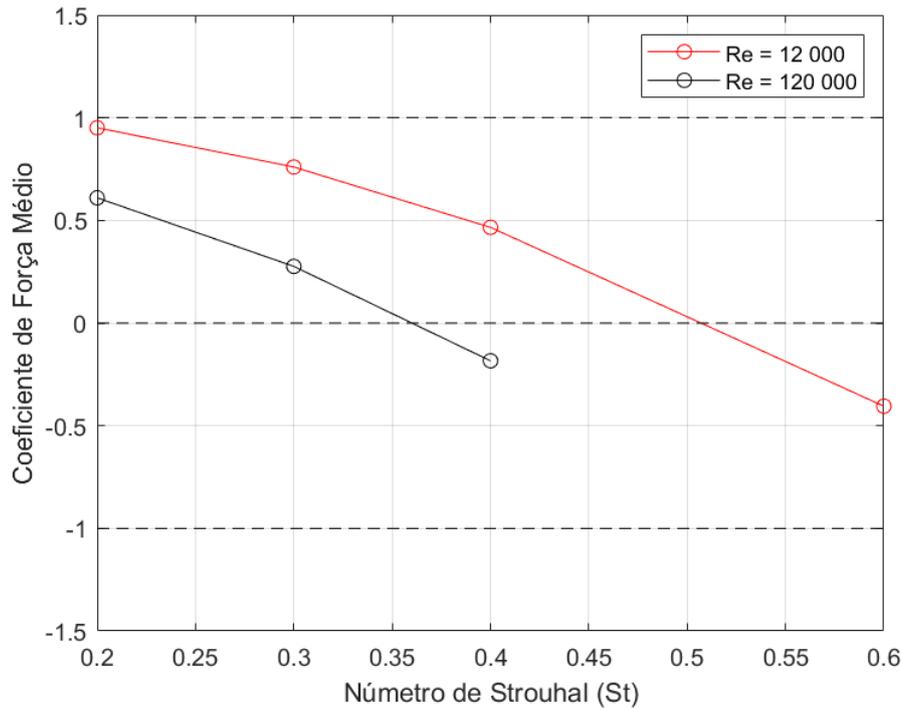


Figura 76: Variação do coeficiente de força de acordo com os números de Reynolds e Strouhal

O aumento gradativo do número de Strouhal resulta em um aumento do coeficiente de força médio, até chegar ao momento em que o coeficiente sofre uma mudança de sinal. Denota-se o como  $St^*$  o número de Strouhal em que o coeficiente de força médio muda de sinal, o que significa que a força muda da condição de força de arrasto para força de propulsão.

Uma constatação importante permitida pela figura 76 é que o valor de  $St^*$  diminui à medida que o número de Reynolds aumenta. Nota-se que para o Reynolds de 12 000  $St^* = 0,51$  e para o Reynolds de 120 000  $St^* = 0,36$ . Essa relação é importante pois percebe-se que em regimes de Reynolds mais elevados, situações típicas de peixes carangiformes que representam a maioria das espécies com alta velocidade de nado, o valor de Strouhal vai se aproximando da faixa de número de Strouhal entre 0.25 e 0.35, que é considerada a faixa de maior eficiência de nado (LAUDER; TYTELL, 2005).

Além da consideração da eficiência de nado, os resultados apresentados pela figura 76 nos diz que existe apenas um  $St^*$  para um determinado número de Reynolds. Isso

significa que um determinado peixe consegue manter uma velocidade constante apenas em uma determinada configuração de nada. Essa constatação pode explicar o porquê o salmão do pacífico escolhe nadar de forma ineficiente quando em velocidades baixas, utilizando um  $St = 0.6$  (LAUDER; TYTELL, 2005). Pode ser que em baixas velocidades, o que resulta em um baixo Reynolds, um  $St = 0.6$  é a única forma do salmão do pacífico se manter em uma velocidade constante.

## 8 CONCLUSÃO

O presente trabalho permitiu uma melhor compreensão da dinâmica e cinemática do nado de peixes carangiformes, de técnicas de CFD, e do software OpenFOAM.

A realização da simulação de validação para o método de fronteira imersa foi extremamente útil para o teste e comprovação da metodologia utilizada. Os resultados obtidos através da simulação da esfera foram condizentes para os valores de Reynolds mais baixos, 150 e 300, porém observou-se uma disparidade entre os valores esperados e os encontrados na simulação com Reynolds igual a 100 000.

A simulação da esfera com Reynolds igual a 100 000 foi realizada visto que esse é o Reynolds do atum analisado no presente trabalho. Assim como na simulação de validação, observou-se algo não esperado na simulação do atum. A esteira de vorticidade presente à jusante da geometria do peixe com nenhuma deflexão de cauda é um resultado curioso e não confiável, visto que o peixe nessa posição é um corpo aerodinâmico. Simulações realizadas pelo mesmo software porém com o método de volumes finitos tradicional não identificaram essa esteira de vorticidade apresentada pelo método de fronteira imersa do OpenFOAM.

É fato que os métodos originais de fronteira imersa, imposição do termo de forçamento de forma contínua, não são indicados para simulações em alto Reynolds. O método implementado no software OpenFOAM, imposição discreta direta do termo de forçamento, permite uma maior confiabilidade nos resultados de simulações com Reynolds mais elevados, porém supõe-se que um Reynolds de 100 000 já é considerado muito alto para o método de fronteira imersa do OpenFOAM.

Especula-se que a presença de vórtices à jusante do atum em Reynolds igual a 100 000 deve-se à erros numéricos associados à discretização do termo advectivo da equação de Navier-Stokes. Provavelmente o solver preza pela estabilidade e lança mão de métodos computacionais mais estáveis que possuem uma grande viscosidade numérica associada. A alta viscosidade numérica deve, então, levar a formação de vórtices em regiões onde não deveria existir vorticidade.

Uma simulação do Atum em Reynolds igual a 1 000 foi realizada buscando se obter um resultado condizente. O método de fronteira imersa do OpenFOAM se mostrou capaz de apresentar resultados que, a primeira vista, parecem confiáveis.

A mudança de estratégia quanto ao ataque numérico ao problema, deixando de utilizar o método de fronteira imersa para adotar um método de malha dinâmica, se deu por duas principais razões. A primeira foi a incapacidade do solver de fronteira imersa do software OpenFOAM em lidar com escoamentos de alto Reynolds; a segunda foi a falta de um modelo dinâmico do método de fronteira imersa com suporte para modelo de turbulência. Além da mudança do método numérico, mudou-se, também, a geometria do peixe estudada. Para o método de malha dinâmica utilizou-se um modelo referente a um lambari.

A simulação estática do lambari, necessária para realizar um estudo de convergência de malha e para levantar o valor de arrasto estático, se mostrou condizente visto que o caso com Reynolds igual a 12 000 apresentou um maior arrasto que o caso com Reynolds igual a 120 000, 0,1106N e 0,0936N, respectivamente. Esse resultado era esperado, já que um menor Reynolds representa uma maior influência das tensões viscosas, aumentando, assim, o arrasto viscoso.

A simulação dinâmica buscou entender, principalmente, a influência que a variação do número de Strouhal e Reynolds exercem no escoamento e nas forças atuantes no peixe. Simulou-se números de Strouhal igual a 0,2, 0,3, 0,4 e 0,6 para o caso com Reynolds igual a 12 000 e Strouhal igual a 0,2, 0,3 e 0,4 para o caso com Reynolds igual a 120 000. Ao realizar as simulações dinâmicas, foi possível gerar campos de velocidade e pressão, valores de vorticidade adimensional além da visualização tridimensional dos vórtices para todos os casos. O comportamento do escoamento perturbado pelo movimento ondulatório do lambari foi discutido na seção 7.3.3 e todos os resultados se mostraram coerentes com o que está documentado nas bibliografias relacionadas.

A influência do número de Strouhal na natureza da força atuante no peixe, seja ela de arrasto ou propulsão, se mostrou pertinente ao constatar que o valor de  $St^*$ , configuração de nado responsável por um nado em velocidade constante, diminui de acordo com o aumento do número de Reynolds, situação essa que já era prevista pela bibliografia.

# Referências

- ADKINS, D.; YAN, Y. Cfd simulation of fish-like body moving in viscous liquid. *Journal of Bionic Engineering*, Springer, v. 3, n. 3, p. 147–153, 2006.
- BARING-GOULD, E. I. et al. *A Review of the Environmental Impacts for Marine and Hydrokinetic Projects to Inform Regulatory Permitting: Summary Findings from the 2015 Workshop on Marine and Hydrokinetic Technologies, Washington, DC*. [S.l.], 2016.
- BARRETT, D. et al. Drag reduction in fish-like locomotion. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 392, p. 183–212, 1999.
- BONAR, P. A.; BRYDEN, I. G.; BORTHWICK, A. G. Social and ecological impacts of marine energy development. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 47, p. 486–495, 2015.
- BORAZJANI, I.; SOTIROPOULOS, F. Numerical investigation of the hydrodynamics of carangiform swimming in the transitional and inertial flow regimes. *Journal of Experimental Biology*, The Company of Biologists Ltd, v. 211, n. 10, p. 1541–1558, 2008.
- BRASIL, A. et al. Turbina hidrocínética geração 3. In: *IV CONGRESSO*. [S.l.: s.n.], 2015.
- CADA, G. *Report to Congress on the Potential Environmental Effects of Marine and Hydrokinetic Energy Technologies*. [S.l.], 2009.
- CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. *Bubbles, drops, and particles*. [S.l.]: Courier Corporation, 2005.
- CUI, Z. et al. Cfd studies of the effects of waveform on swimming performance of carangiform fish. *Applied Sciences*, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 7, n. 2, p. 149, 2017.
- ESPENCHITT, A. Estudo numérico da hidrodinâmica do nado de peixes. In: . [S.l.: s.n.], 2018.
- FELIZOLA, E. R.; MAROCCOLO, J. F.; FONSECA, M. R. S. Identificação de áreas potenciais para implantação de turbina hidrocínética através da utilização de técnicas de geoprocessamento. *CEP*, v. 70742, p. 100, 2007.
- FIERSTINE, H. L.; WALTERS, V. Studies in locomotion and anatomy of scombroid fishes. *Biological Sciences*, p. 4, 1968.
- GOLDSTEIN, D.; HANDLER, R.; SIROVICH, L. Modeling a no-slip flow boundary with an external force field. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 105, n. 2, p. 354–366, 1993.

- GORLOV, A. Helical turbine and fish safety. *Mechanical Engineering Department Northeastern University, Boston, MA*, v. 2115, 2010.
- JOHNSON, T.; PATEL, V. Flow past a sphere up to a reynolds number of 300. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 378, p. 19–70, 1999.
- KRÜGER, T. Introduction to the immersed boundary method. In: *LBM Workshop, Edmonton*. [S.l.: s.n.], 2011.
- LAI, M.-C.; PESKIN, C. S. An immersed boundary method with formal second-order accuracy and reduced numerical viscosity. *Journal of computational Physics*, Elsevier, v. 160, n. 2, p. 705–719, 2000.
- LAUDER, G. V.; TYTELL, E. D. Hydrodynamics of undulatory propulsion. *Fish physiology*, Elsevier, v. 23, p. 425–468, 2005.
- LAWS, N. D.; EPPS, B. P. Hydrokinetic energy conversion: Technology, research, and outlook. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 57, p. 1245–1259, 2016.
- LIGHTHILL, M. Hydromechanics of aquatic animal propulsion. *Annual review of fluid mechanics*, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 1, n. 1, p. 413–446, 1969.
- MITTAL, R.; IACCARINO, G. Immersed boundary methods. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Annual Reviews, v. 37, p. 239–261, 2005.
- NAJAFI, S.; ABBASPOUR, M. Numerical study of propulsion performance in swimming fish using boundary element method. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer, v. 39, n. 2, p. 443–455, 2017.
- PESKIN, C. S. Flow patterns around heart valves: a numerical method. *Journal of computational physics*, Elsevier, v. 10, n. 2, p. 252–271, 1972.
- POPE, S. B. *Turbulent flows*. [S.l.]: IOP Publishing, 2001.
- ROMERO-GOMEZ, P.; RICHMOND, M. C. Simulating blade-strike on fish passing through marine hydrokinetic turbines. *Renewable Energy*, Elsevier, v. 71, p. 401–413, 2014.
- TAYLOR, G. K.; NUDDS, R. L.; THOMAS, A. L. Flying and swimming animals cruise at a strouhal number tuned for high power efficiency. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 425, n. 6959, p. 707, 2003.
- VIDELER, J. *Fish Swimming Chapman & Hall*. [S.l.]: London, 1993.
- VIDELER, J.; HESS, F. Fast continuous swimming of two pelagic predators, saithe (pollachius virens) and mackerel (scomber scombrus): a kinematic analysis. *Journal of experimental biology*, The Company of Biologists Ltd, v. 109, n. 1, p. 209–228, 1984.
- VOESENEK, C. J.; PIETERS, R. P.; LEEUWEN, J. L. van. Automated reconstruction of three-dimensional fish motion, forces, and torques. *PloS one*, Public Library of Science, v. 11, n. 1, p. e0146682, 2016.
- WALKER, J. A. Kinematics and performance of maneuvering control surfaces in teleost fishes. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, IEEE, v. 29, n. 3, p. 572–584, 2004.

WEBB, P. W. Maneuverability-general issues. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, IEEE, v. 29, n. 3, p. 547–555, 2004.

WOLFGANG, M. et al. Near-body flow dynamics in swimming fish. *Journal of Experimental Biology*, The Company of Biologists Ltd, v. 202, n. 17, p. 2303–2327, 1999.

YAN, Y. et al. Two-dimensional self-propelled fish motion in medium: an integrated method for deforming body dynamics and unsteady fluid dynamics. *Chinese Physics Letters*, IOP Publishing, v. 25, n. 2, p. 597, 2008.

ZHU, Q. et al. Three-dimensional flow structures and vorticity control in fish-like swimming. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 468, p. 1–28, 2002.